



HAL
open science

Exploitation de l'instrument VLTI/MATISSE : imagerie des étoiles évoluées

Julien Drevon

► **To cite this version:**

Julien Drevon. Exploitation de l'instrument VLTI/MATISSE : imagerie des étoiles évoluées. Astrophysique [astro-ph]. Université Côte d'Azur, 2023. Français. NNT : 2023COAZ4068 . tel-04296163

HAL Id: tel-04296163

<https://theses.hal.science/tel-04296163>

Submitted on 20 Nov 2023

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

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



THESE DE DOCTORAT

pour l'obtention du titre de :

Docteur en Sciences de la Planète et de l'Univers

Exploitation de l'instrument VLT/MATISSE :
imagerie des étoiles évoluées

Thèse effectuée au :

Laboratoire J.-L. Lagrange (UMR 7293), Observatoire de la Côte d'Azur

par :

Julien DREVON

Soutenu le 06-10-2023 devant le jury composé de :

Bruno Lopez	Astronome	Président du jury
Pierre Kervella	Astronome	Rapporteur
Philippe Mathias	Astronome Adjoint	Rapporteur
Fabien Baron	Astronome Adjoint	Examineur
Marianne Faurobert	Professeure Emerite	Examinatrice
Eric Lagadec	Astronome Adjoint	Invité
Claudia Paladini	Astronome Adjointe	Co-Encadrante et Examinatrice
Peter Scicluna	Post-Doctorant	Co-Encadrant et Invité
Pierre Cruzalèbes	Chargé de Recherche	Directeur de thèse
Florentin Millour	Astronome Adjoint	Co-Directeur de thèse

Résumé

Avec l'avènement de l'interférométrie optique et la construction d'instruments interférométriques de plus en plus performants, notre vision des environnements d'étoiles évoluées au courant des dernières décennies a considérablement été modifiée. Il faut savoir qu'une étoile évoluée est la principale usine de fabrication des éléments lourds que nous retrouvons dans l'Univers. Au sein de cette thèse, j'appellerai élément lourd tous les éléments possédant un numéro atomique supérieur à 2, c'est à dire plus lourd que l'hydrogène et l'hélium. Sans étoiles évoluées, les matériaux nécessaires à la formation d'astéroïdes, de planètes et de tout ce qui nous entoure sur Terre incluant la vie elle-même basée sur le carbone, n'existeraient pas. Ainsi comprendre comment ces éléments se forment autour des étoiles, c'est aussi comprendre en quelque sorte notre propre origine, en d'autres termes, "nous sommes tous des poussières d'étoiles". Mon travail au sein de cette thèse a justement été d'étudier cette "poussière d'étoiles" afin de mieux contraindre et comprendre les milieux dans lesquels ces éléments se forment.

Mots-clefs : astrophysique, étoiles évoluées, transfert radiatif, interférométrie, modélisation, enveloppe circumstellaire, reconstruction d'image.

Abstract

With the advent of optical interferometry and the construction of more and more efficient interferometric instruments, our vision of the environments of evolved stars during the last decades has considerably changed. You should know that an evolved star is the main manufacturing plant for the heavy elements that we find in the Universe. Within this thesis, I will call heavy element all the elements having an atomic number greater than 2, meaning heavier than hydrogen and helium. Without evolved stars, the materials needed to form asteroids, planets, and everything around us on Earth, including carbon-based life itself, would not exist. So to understand how these elements are formed around stars is also to understand in a way our own origin, in other words, "we are all stardust". My work within this thesis was precisely to study this "stardust" in order to better constrain and understand the environments in which these elements are formed.

Keywords : astrophysics, evolved stars, radiative transfer, interferometry, modeling, circumstellar envelope, image reconstruction.



This work is licensed under the Creative Commons Attribution 4.0 International License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/> or send a letter to Creative Commons, PO Box 1866, Mountain View, CA 94042, USA.

Remerciements

Je ne sais même pas par où commencer tellement il y a de personnes avec qui j'ai eu la chance d'échanger durant ces trois années de thèse et qui m'ont toutes aidé et apporté d'une façon ou d'une autre quelque chose. Je m'excuse par avance car je sais que j'oublierai certaines et certains d'entre vous mais ce n'est en aucun cas volontaire (c'est juste que j'ai une mémoire complètement inexistante quand il s'agit de retenir le prénom des gens). On m'a toujours appris à mettre la vie de famille avant le travail et j'aimerais que mes remerciements en fassent tout autant.

Je commence donc à remercier ma maman et mon papa qui ont toujours été présents durant ces trois années de thèse (mais pas que) et qui m'ont soutenu de toutes les façons possibles. Je pense également que c'est le bon moment pour remercier particulièrement mon paternel qui durant des années a fait d'innombrables allers-retours entre Cannes et le parking de l'observatoire de Calern. Cela m'a permis de vivre pleinement ma passion de l'astronomie en observant avec mon télescope et ma lunette les merveilles de l'Univers pendant qu'il dormait la nuit dans la voiture sur le siège conducteur avec la radio allumée. Merci également à ma maman... ma confidente... pour m'avoir écouté, avoir été là dans les bons mais aussi les moins bons moments et m'avoir aidé à surmonter certaines périodes difficiles durant ces trois années de thèse. Et petite mention particulière à la petite Lilounette, mon petit frère Léo que j'aime, pour avoir supporté mon sale caractère durant ces trois années (en te souhaitant bon courage pour les prochaines à venir).

Je continue avec les remerciements un peu plus formels. Je veux remercier particulièrement deux personnes. La première : Pierre Cruzalèbes (ou Pedro l'Astro pour les intimes). Merci pour tout, merci de m'avoir donné la possibilité de partager ma passion dans le milieu associatif depuis mon plus jeune âge, merci de m'avoir donné la chance de former et d'initier les personnes à l'astronomie, merci de m'avoir donné ma chance en thèse, merci d'avoir toujours été disponible et présent durant ces trois années. Je me souviendrai toujours de la phrase que tu m'as dite quand j'ai commencé la thèse : "Maintenant sache que l'obtention de ta thèse est ma priorité". Merci d'avoir été là pour me guider et me soutenir durant ma thèse. Tu es, et as été, un directeur de thèse exemplaire durant ces trois années de thèse mais tu resteras à mes yeux avant tout un ami hors pair, merci pour tout.

La deuxième personne : Florentin Millour. Je te remercie pour tous les moments que l'on a passés ensemble et particulièrement notre road-trip de trois jours dans le désert de l'Atacama. J'ai passé trois jours exceptionnels, remplis d'anecdotes plus farfelues les unes que les autres et qui resteront gravées à jamais dans ma mémoire. Rien que de penser à nos discussions, nos ballades et nos fous rires sur les routes désertiques, j'en rigole tout seul devant mon ordinateur. Merci également pour tout ce que tu as fait durant ma thèse, pour nos discussions, pour ton enseignement de l'art de la reconstruction d'image,

tes conseils et suggestions. Merci à vous deux pour m'avoir enseigné la rigueur, le savoir et la méthode de travail nécessaire pour prétendre à entrer dans le monde de la recherche. Merci également d'avoir supporté mon caractère parfois "chaleureux", "tolérant" et "subtil" durant nos réunions hebdomadaires.

Je tiens également à remercier Claudia Paladini. Tu as été ma "Mama ESO" durant 1 an au Chili, tu as été là pour moi dans toutes les circonstances. Tu as été bienveillante et présente du début à la fin que ça soit dans le cadre professionnel ou personnel. Tu m'as accueilli chez toi pour des soirées, pour Noël, Pâques et les journées à la plage comme tu l'aurais fait avec ta propre famille. Toi et Florin êtes deux personnes exceptionnelles qui m'ont beaucoup apporté durant cette année au Chili. Je n'oublierai jamais les soirées de chant avec toi à la guitare et Florin au piano où l'on chantait du Queen, du Frank Sinatra et bien d'autres encore ! Tous ces moments de bonheur et de bienveillance qui sont pour moi inoubliables... je ne te remercierai jamais assez pour tout ce que tu as fait pour moi durant cette année au Chili.

Je veux aussi exprimer un immense merci à Peter Scicluna. Merci pour ta pédagogie et le temps que tu as pris pour m'expliquer les statistiques et le monde des probabilités. Merci également pour ton enseignement sur le transfert radiatif et tes nombreux conseils. Merci également pour les discussions enrichissantes et les moments de rigolade que l'on a pu avoir.

Je tiens à remercier mes deux rapporteurs Pierre Kervella et Philippe Mathias d'avoir accepté de prendre le temps de relire ma thèse et de fournir de précieux retours et commentaires pour l'améliorer. Je remercie également l'ensemble des examinateurs : Bruno Lopez (comme président), Fabien Baron, Marianne Faurobert et Eric Lagadec d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je veux également remercier toutes les chercheuses et tous les chercheurs qui m'ont aidé, qui m'ont soutenu (et supporté) durant ces trois années de thèse et qui ont fait parti intégrantes de mon quotidien et de ma vie de doctorant. Je commence par remercier particulièrement Stéphane dont les discussions enrichissantes pendant les pauses café ou autour d'une chaise pour m'expliquer l'interférométrie ou juste discuter vont me manquer après mon départ. Je remercie également Anthony, Romain, Bruno, Philippe, Sylvie, Frédéric, David et Alexis pour le temps passé à discuter, à partager des moments et leurs expériences dans les différents domaines en lien avec ma thèse. Merci également à Eric Lagadec qui a toujours été volontaire et su trouver du temps pour moi quand j'en avais besoin, merci pour ta bonne humeur, ton humour breton et la transmission de ta passion. Merci à Eric Aristidi pour toutes ces années de randonnées, de chants, de conseils, de discussions de bureau et de rires. Merci également à Margaux pour ta bonne humeur, ta gentillesse, ta disponibilité, pour ton écoute et ton amitié. Je remercie également l'ensemble des doctorants et post-doctorants du laboratoire Lagrange et de l'ESO pour les moments passés ensemble, pour nos discussions et nos échanges à la machine à café, dans les bureaux ou autour d'un repas. Une mention spéciale également pour Julie, Sylvie les gestionnaires du service administratif pour leur bonne humeur et les échanges durant la pause midi.

Pour finir je remercie également mes amis de longue date : Dorinda, Alexis, Arthur, Joe et Quentin qui ont été également très présents durant ces trois années de thèse et qui m'ont beaucoup soutenu notamment durant mon année au Chili. Merci pour tous les moments partagés, les discussions, les joies et les rires et les prochains à venir.

Merci infiniment à chacun d'entre vous pour avoir rendu cette expérience de thèse unique, chaleureuse et inoubliable.

Préambule

Avec l'avènement de l'interférométrie optique et la construction d'instruments interférométriques de plus en plus performants, notre vision des environnements d'étoiles évoluées a considérablement été modifiée pendant les dernières décennies. Une étoile évoluée est la principale usine de fabrication des éléments lourds dans les galaxies. Lors cette thèse, j'appellerai élément lourd tous les éléments plus lourds que l'hélium. Sans étoiles évoluées, les matériaux nécessaires à la formation d'astéroïdes, de planètes et de tout ce qui nous entoure sur Terre incluant la vie elle-même basée sur le carbone, n'existeraient pas. Ainsi comprendre comment ces éléments se forment autour des étoiles, c'est aussi comprendre en quelque sorte notre propre origine, en d'autres termes, "nous sommes tous des poussières d'étoiles" (Sagan et al., 1981). Mon travail de thèse consiste à étudier cette "poussière d'étoiles" afin de mieux contraindre et comprendre les milieux dans lesquels ces éléments se forment.

Avec l'apparition de l'instrument MATISSE situé à l'observatoire du Cerro Paranal dans le désert de l'Atacama au Chili, une nouvelle fenêtre spectrale avec des résolutions jamais atteintes s'est ouverte sur l'interférométrie moderne. Grâce aux observations permettant d'avoir accès à des informations uniques sur la géométrie et la composition chimique des milieux circumstellaires autour des étoiles évoluées, j'ai étudié la façon dont les molécules et les poussières se distribuent autour de ces étoiles afin de contribuer à la compréhension des processus de formation.

Au sein de ce manuscrit, j'introduis le rôle des étoiles évoluées et leurs processus d'évolution. J'explique ensuite l'importance des étoiles évoluées dans l'enrichissement des galaxies en éléments lourds via le processus de perte de masse. Puis je rappelle les principes de l'interférométrie sans chercher à perdre le lecteur dans des équations complexes. J'explique alors brièvement l'intérêt de cette technique d'observation en mettant en exergue ses avantages mais aussi ses limites. J'explique également comment exploiter les données interférométriques afin de recouvrer les informations spectrales et géométriques de l'objet de science. Pour ce faire, je présente les notions d'ajustement par modèle analytique et de reconstruction d'image, j'introduis également quelques notions probabilistes et statistiques permettant de converger très rapidement sur l'approche Bayésienne et de comprendre son importance en reconstruction d'image. Pour finir, je décris le code de reconstruction d'image RHAPSODY que j'ai créé durant ma thèse et utilisé à maintes reprises pour analyser les environnements stellaires à partir des données interférométriques.

Après cette partie introductive, je présente le cœur du sujet de ma thèse en ciblant l'étude de deux étoiles évoluées R Sculptoris et Bételgeuse (α Orionis) effectuée grâce aux mesures de l'instrument MATISSE du VLTI (Lopez et al., 2022). Ces deux étoiles sont des étoiles évoluées, c'est à dire des étoiles en phase évolutive avancée qui possèdent des environnements différents tant par leur masse, leur

composition chimique que par leur géométrie. Dans ces deux chapitres je présente donc mes travaux, les observations, les analyses et les conclusions qui en ont résulté.

Durant mes trois années de thèse j'ai eu l'opportunité de passer 12 mois au Chili, encadré par Claudia Paladini et Peter Scicluna. L'expertise avancée de ces deux chercheurs en évolution stellaire et en modélisation par transfert radiatif m'ont permis de gagner en connaissance. Ce savoir-faire a permis d'améliorer de façon significative les analyses et les conclusions de mes travaux présentés dans ce manuscrit. Durant cette même année, j'ai eu également le privilège d'effectuer une session d'observation de deux semaines en compagnie d'un de mes directeurs de thèse, Florentin Millour. Durant cette période l'ESO m'a également demandé, en plus des sessions d'observations sur 2 semaines que j'ai effectuées à Paranal, d'effectuer un projet en lien avec MATISSE. Je présenterai donc également le contexte et le but de ce projet ainsi que les analyses et les conclusions qui en ont résulté.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	i
Remerciements	iii
Préambule	v
1 Introduction	1
1.1 La vie d'une étoile	3
1.2 La fin de vie d'une étoile de faible masse et de masse intermédiaire	3
1.2.1 Sous-géante	3
1.2.2 Géante rouge	4
1.2.3 Le flash de l'hélium et la branche horizontale	4
1.2.4 La Branche asymptotique des géantes (AGB)	5
1.2.5 La perte de masse	9
1.3 L'évolution des étoiles massives	11
1.4 L'interférométrie avec le VLTI et MATISSE	11
1.4.1 L'interférométrie	13
1.4.2 Observations interférométriques et description de l'objet	14
1.4.3 MATISSE en quelques mots	20
1.5 Étude de l'impact des conditions d'observations atmosphériques sur les visibilités MATISSE	23
1.5.1 Fonction de corrélation sur les variables atmosphériques ambiantes	23
1.5.2 Méthode indépendante de l'estimation du diamètre angulaire des calibrateurs	28
1.6 Des observables aux propriétés physiques du milieu	28
1.6.1 Les modèles analytiques	29
1.6.2 Combinaisons de modèles analytiques	31
1.6.3 Exemples d'applications	32
1.6.4 La reconstruction d'image	35
1.7 RHAPSODY : un nouvel outil de reconstruction d'image	37
1.7.1 Les anneaux et le profil de Hankel	39
1.7.2 La reconstruction d'image	39
1.7.3 Les termes de régularisation	40
1.7.4 Configurations des paramètres initiaux	41

1.7.5	Rotation et inclinaison	43
1.7.6	Tests de RHAPSODY	43
1.7.7	Applications	47
1.7.8	RHAPSODY, article SPIE 2022	51
2	R Sculptoris, une étoile carbonée pas comme les autres	65
2.1	Un environnement qui donne le tournis	67
2.1.1	Observations du réseau d’antennes ALMA	67
2.2	MATISSE à la recherche de la binaire de R Scl	68
2.2.1	Analyse spectrale de la composition de l’étoile et de son milieu	68
2.2.2	Description géométrique de l’environnement	79
2.2.3	Modèles simples	79
2.2.4	Reconstruction d’image avec MiRA	88
2.2.5	Résumé des structures détectées dans l’environnement de R Scl	92
2.3	Interprétation physique des structures	93
2.3.1	L’étoile centrale contaminée par des molécules (0–5 mas)	93
2.3.2	Couche interne moléculaire chaude (5–10 mas)	93
2.3.3	Une couche moléculaire chaude distincte (12–18 mas)	93
2.3.4	Comparaison de l’environnement de R Scl avec les données PIONIER	95
2.4	Conclusion	95
3	Bételgeuse : La poussière contre-attaque ?	117
3.1	Introduction à Bételgeuse	119
3.2	Le Grand Assombrissement (Great Dimming)	119
3.3	Observations de Bételgeuse avec MATISSE	123
3.3.1	Étalonnage des spectres MATISSE	124
3.3.2	Comparaison des spectres sur les 3 périodes	126
3.4	Ajustement de disques uniformes	126
3.5	Reconstruction d’image de Bételgeuse avec IRBIS	129
3.5.1	Estimation de la profondeur optique du milieu observé	133
3.6	Conclusions et perspectives	134
4	Conclusions et Perspectives	145
4.1	Conclusion	147
4.2	Perspectives	148
4.2.1	Approfondissement du travail sur R Sculptoris	148
4.2.2	“RHAPSODY : Chapitre 2” (2019)	148
4.2.3	Post-doctorat à l’ESO	149
A	Activités annexes effectuées durant ma thèse	151
A.1	Participation à des conférences/workshop et collaborations	151
A.2	Missions d’observations effectuées	151
A.3	Missions d’enseignement	152
A.4	Participation à des formations transverse de l’école doctorale	152
A.5	Vulgarisation scientifique	152

Introduction

Sommaire

1.1	La vie d'une étoile	3
1.2	La fin de vie d'une étoile de faible masse et de masse intermédiaire	3
1.2.1	Sous-géante	3
1.2.2	Géante rouge	4
1.2.3	Le flash de l'hélium et la branche horizontale	4
1.2.4	La Branche asymptotique des géantes (AGB)	5
1.2.5	La perte de masse	9
1.3	L'évolution des étoiles massives	11
1.4	L'interférométrie avec le VLTI et MATISSE	11
1.4.1	L'interférométrie	13
1.4.2	Observations interférométriques et description de l'objet	14
1.4.2.1	La visibilité	18
1.4.2.2	La clôture de phase	18
1.4.3	MATISSE en quelques mots	20
1.5	Étude de l'impact des conditions d'observations atmosphériques sur les visibilitées MATISSE	23
1.5.1	Fonction de corrélation sur les variables atmosphériques ambiantes	23
1.5.1.1	La masse d'air	24
1.5.1.2	L'angle de seeing	24
1.5.1.3	Le temps de cohérence atmosphérique	24
1.5.2	Méthode indépendante de l'estimation du diamètre angulaire des calibrateurs	28
1.6	Des observables aux propriétés physiques du milieu	28
1.6.1	Les modèles analytiques	29
1.6.1.1	Disque Uniforme	29

1.6.1.2	Disque assombri	29
1.6.1.3	Disque gaussien	30
1.6.2	Combinaisons de modèles analytiques	31
1.6.3	Exemples d'applications	32
1.6.3.1	Disque gaussien et fond thermique	32
1.6.3.2	Disque gaussien et objet non résolu	33
1.6.4	La reconstruction d'image	35
1.6.4.1	La vraisemblance	35
1.6.4.2	L'approche Bayésienne	36
1.6.4.3	L'approche Bayésienne au service de la reconstruction d'image	37
1.7	RHAPSODY : un nouvel outil de reconstruction d'image	37
1.7.1	Les anneaux et le profil de Hankel	39
1.7.2	La reconstruction d'image	39
1.7.3	Les termes de régularisation	40
1.7.4	Configurations des paramètres initiaux	41
1.7.5	Rotation et inclinaison	43
1.7.6	Tests de RHAPSODY	43
1.7.6.1	Simulation de données interférométriques	43
1.7.6.2	Disque uniforme	44
1.7.6.3	Disque gaussien	44
1.7.6.4	Disque gaussien aplati	47
1.7.7	Applications	47
1.7.7.1	Environnement de poussière 1D	47
1.7.7.2	Beauty Contest 2022	50
1.7.8	RHAPSODY, article SPIE 2022	51

1.1 La vie d'une étoile

Une étoile est une gigantesque sphère de plasma transformant ses propres réserves d'hydrogène en hélium par le biais de réactions thermonucléaires dans son cœur. Les réserves étant limitées, l'étoile possède également une espérance de vie limitée et qui plus est, proportionnelle à sa masse. Faisons le parallèle avec les voitures : l'apport d'énergie nécessaire pour faire avancer un gros 4x4 va être beaucoup plus important que pour la petite citadine. A réservoir égal, la grosse voiture va tomber à court d'essence beaucoup plus rapidement que la simple citadine. Pour les étoiles c'est exactement la même chose : au cours de leurs vies, les étoiles massives, plus grosses en taille et plus gourmandes en énergie, vont consommer les réserves d'hydrogène beaucoup plus rapidement qu'une étoile de faible masse. L'espérance de vie d'une étoile est inversement proportionnelle au cube de sa masse (Harwit, 1988).

Durant la vie d'une étoile, il existe deux forces majeures qui vont faire en sorte de maintenir la structure de l'étoile en équilibre :

- la gravité qui va avoir tendance à attirer la matière vers le centre de l'étoile ;
- la pression thermique du gaz, cumulée à la pression de radiation (également appelé pression photonique qui correspond à la pression induite par les photons émis au cœur de l'étoile) vont engendrer une force dirigée vers l'extérieur venant ainsi contrebalancer la gravitation.

L'équilibre entre ces forces, appelé équilibre hydrostatique (Hansen et al., 2004), va alors perdurer jusqu'à ce que les réserves d'hydrogène s'appauvrissent et que les réactions au cœur de l'étoile s'estompent progressivement. Ce stade d'évolution signe le début de la mort de l'étoile. L'équilibre hydrostatique de l'étoile est rompu : la gravitation l'emporte sur la pression de radiation car plus aucune production d'énergie n'est enclenchée dans le cœur de l'étoile, il n'y a alors plus rien pour stopper la contraction de l'étoile : elle s'effondre progressivement sur elle-même.

En physique stellaire nous catégorisons les étoiles en fonction de leur masse initiale. Chaque étoile évoluée évolue de façon différente en fonction de sa masse. Nous pouvons alors former trois catégories d'étoiles :

- les étoiles de faible masse comprises entre 0.8 et $2.3 M_{\odot}$ (Parthasarathy, 1998) vont directement développer un cœur d'hélium dégénéré une fois évoluée et finiront leur évolution en nébuleuse planétaire ;
- les étoiles de masse intermédiaire comprises entre $2.3 M_{\odot}$ et $8M_{\odot}$ (Bianchi et al., 2019) vont déclencher les réactions de fusion de l'hélium sans avoir besoin d'un cœur d'hélium dégénéré et finiront leur évolution en nébuleuse planétaire ;
- les étoiles de forte masse possédant une masse supérieure à $8M_{\odot}$ auront la capacité de former des éléments plus lourds que le carbone et l'oxygène et finiront leur évolution en supernova.

1.2 La fin de vie d'une étoile de faible masse et de masse intermédiaire

1.2.1 Sous-géante

Les réserves d'hydrogène dans le cœur s'épuisent, le taux des réactions thermonucléaires chute et la pression de radiation diminue alors progressivement. La gravité l'emportant, l'étoile se contracte et

la température augmente progressivement en son noyau. L'hydrogène encore présent autour du noyau atteint progressivement une température de 15 millions de Kelvins qui est la température nécessaire pour enclencher les réactions thermonucléaires de l'hydrogène afin de produire de hélium. Cette coquille d'hydrogène en fusion continue alors d'alimenter le noyau en hélium. Le noyau d'hélium quant à lui ne possède pas encore la température de 100 millions de Kelvins nécessaire à la fusion de l'hélium. Les photons générés dans la coquille d'hydrogène autour du noyau vont alors, couplé avec la pression thermique du gaz, exercer à nouveau une pression sur la matière. Cette pression va s'exercer à la fois vers l'intérieur de l'étoile, sur le noyau, ajoutant une pression supplémentaire et une contraction du noyau de plus en plus importante, mais également vers l'extérieur, ce qui va alors dilater l'enveloppe de l'étoile et faire progressivement augmenter sa taille de 1 à 3 fois son diamètre d'origine.

1.2.2 Géante rouge

Le noyau d'hélium, toujours inerte, continue à se contracter jusqu'à atteindre un état dans lequel les électrons sont tellement proches les uns des autres que leurs forces de répulsions respectives empêchent le noyau de se contracter d'avantage : il est impossible pour les électrons d'être plus proches les uns des autres. C'est l'état de dégénérescence électronique : la contraction du cœur est alors arrêtée net. La température n'a toujours pas atteint la température nécessaire pour enclencher la fusion de l'hélium. La température de la coquille d'hydrogène autour du noyau augmente entraînant une dilatation de l'enveloppe. Ce phénomène engendre alors une surface rayonnante beaucoup plus importante ce qui va avoir pour conséquence d'augmenter de façon asymptotique sa luminosité totale.

La densité et le gradient de pression présents durant cette phase là ne permettent plus un transport d'énergie efficace par photon et l'enveloppe de l'étoile devient alors entièrement convective. Ce phénomène de convection qui descend jusqu'à la coquille d'hydrogène et qui remonte jusqu'à la surface va engendrer une modification de la composition chimique de l'enveloppe en amenant de l'hélium et des éléments lourds présent près du noyau : c'est ce que nous appelons le "first dredge up" (FDU) ou "premier dragage" (Carretta et al., 1999).

Initialement, l'étoile n'est pas uniquement composée d'hydrogène et d'hélium. Elle possède également des éléments lourds comme de l'azote, du carbone et de l'oxygène. Ces éléments lourds n'ont pas été formés durant la vie de l'étoile mais proviennent directement de la nébuleuse qui a donné naissance à cette étoile. Cette nébuleuse est le résultat de la mort d'une ou plusieurs étoiles qui ont pu former l'ensemble de ces éléments.

Pour donner un ordre de grandeur, une étoile possédant une répartition initiale en surface de carbone (C), d'azote (N) et d'oxygène (O) : $(C : N : O)_0 = (0.50 : 0.17 : 1.00)$ voit sa répartition changée à cause du FDU pour devenir : $(C : N : O)_1 = (0.33 : 0.33 : 1.00)$ (Iben, 2013). Nous remarquons que l'enveloppe d'une étoile évoluée est initialement oxygénée et que le FDU n'apporte aucune modification vis à vis de la concentration en oxygène. Cependant nous observons une nette augmentation de la quantité d'azote et une diminution de la concentration en carbone durant la phase de géante rouge.

1.2.3 Le flash de l'hélium et la branche horizontale

Le noyau subissant une pression de plus en plus importante finit par atteindre les 100 millions de degrés Kelvins nécessaires à la fusion de l'hélium : c'est ce que nous appelons le "flash de l'hélium".

Pour comprendre cette appellation de "flash" essayons de comprendre comment cette température a été atteinte. Il faut bien comprendre que la température d'un gaz est définie par la vitesse à laquelle les atomes se déplacent dans le milieu, plus le gaz est chaud, plus les atomes vont se déplacer rapidement : c'est la loi de distribution des vitesses de Maxwell. Jusqu'à présent les atomes d'hélium ne pouvaient pas fusionner car leur vitesse n'était pas suffisante pour causer des collisions à cause des forces de répulsion trop importantes. Maintenant que cette vitesse est atteinte, les collisions peuvent s'opérer et la réaction de fusion peut alors commencer : c'est la réaction triple-alpha.

Cette réaction de fusion s'exécute de la façon suivante : deux atomes d'hélium fusionnent en un atome de béryllium instable qui possède une espérance de vie d'environ 1×10^{-12} secondes avant qu'il ne se désintègre. Durant cet intervalle de temps il faut qu'une collision entre l'atome de béryllium et un atome d'hélium s'opère pour former un atome de carbone stable. Une réaction en chaîne se met alors en place : les réactions triple-alpha augmentent la température du noyau qui augmente à son tour le taux de réaction de fusion. La matière étant dégénérée, la pression et donc la taille du noyau ne sont plus du tout régies par sa température mais par la pression des électrons. La réaction en chaîne continue plusieurs centaines de milliers d'années jusqu'à ce que l'énergie dégagée finisse par casser cette dégénérescence électronique et permette une dilatation brutale du noyau. La dilatation du noyau va alors engendrer un refroidissement global du noyau, une baisse du taux des réactions de fusion et une contraction de l'enveloppe. L'étoile retrouve alors un nouvel équilibre thermodynamique : c'est le stade de "Branche horizontale".

1.2.4 La Branche asymptotique des géantes (AGB)

Le stade AGB des étoiles évoluées est celui qui nous intéresse le plus dans cette thèse car c'est durant cette étape que la formation de poussières va s'opérer et que les éléments lourds vont peupler le milieu interstellaire (ISM). Il faut savoir qu'actuellement, à l'aide de nos observations, nous supposons que (Tielens, 2005) :

- les étoiles AGB sont responsables d'environ 85% du gaz contenu dans l'ISM (en négligeant la contribution des étoiles jeunes);
- 50% de la poussière carbonées est fournie par des étoiles AGB carbonnées (AGB-C);
- 50% de la poussière oxygénée est fournie par des étoiles AGB oxygénées (AGB-O).

Comme observé précédemment, toutes les étoiles commencent leurs stades d'évolution AGB en possédant une enveloppe riche en oxygène avec un noyau inerte composé de carbone et d'oxygène (cf. Figure 1.1). Le rapport de concentration carbone/oxygène (C/O) au sein de l'enveloppe est, à ce stade là, environ égal à $C/O = 0.56$ (Decin, 2021). L'étoile est alors de type spectral M. Le stade d'évolution AGB peut-être divisé en deux parties : le stade "early" (E-AGB) et le stade "thermal pulse" (TP-AGB). Le stade E-AGB démarre juste après que l'étoile ait épuisé ses réserves d'hélium au sein de son cœur laissant alors un noyau inerte composé de carbone et d'oxygène dégénéré où les températures ne suffisent pas à enclencher de nouvelles réactions de fusion pour former des éléments plus lourds. Autour du noyau se trouve une coquille d'hélium enveloppée d'une coquille d'hydrogène, toutes les deux en fusion. La coquille d'hélium est alors la principale source d'énergie de l'étoile et alimente le noyau en carbone et en oxygène. L'énergie de la coquille d'hélium entraîne à nouveau une dilatation de l'enveloppe qui repousse la couche d'hydrogène. La coquille d'hydrogène atteint alors des températures tellement basses que l'hydrogène ne peut plus fusionner en hélium.

Dans le cas des étoiles de masse intermédiaire, les mouvements de convection au sein de l'enveloppe d'hydrogène peuvent former un second dredge-up (SDU) (Becker et Iben, 1979). L'extinction de la coquille d'hydrogène permet à la convection de venir faire remonter du matériel et des éléments lourds, principalement de l'hélium et de l'azote. Pour donner un ordre de grandeur, si l'on reprend l'état $(C : N : O)_1 = (0.33 : 0.33 : 1)$ obtenue après le FDU, nous nous retrouvons, après le SDU avec la répartition $(C : N : O)_2 = (0.29 : 0.52 : 0.86)$ (Iben, 2013) avec une augmentation de la quantité d'azote tout en conservant une enveloppe majoritairement oxygénée (avec un rapport $C/O < 1$).

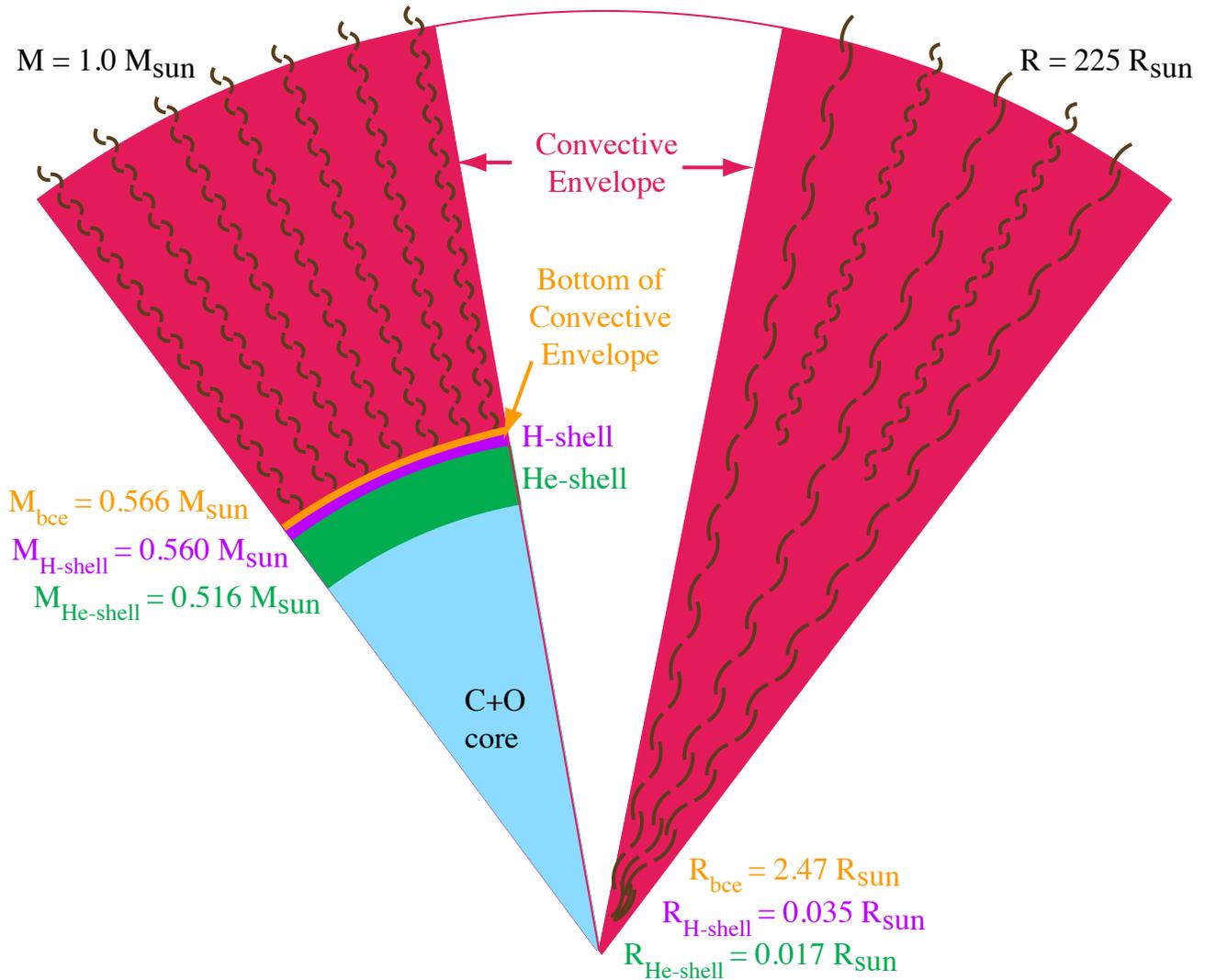


FIGURE 1.1 – Figure représentant la structure d’une étoile AGB possédant une masse équivalente à celle du Soleil. (Crédit : Francis Xavier Timmes ¹).

Cependant, l’expulsion de la couche d’hydrogène et son extinction ne va être que de courte durée : la couche d’hélium s’épuise et l’enveloppe se contracte à nouveau, c’est alors que le stade de TP-AGB commence. La couche d’hydrogène se rapproche du noyau, gagne en température et se réenclenche. La coquille d’hydrogène en fusion va alimenter les restes de la coquille d’hélium située juste en-dessous

1. https://cococubed.com/papers/timmes_cv.pdf

jusqu'à ce que cette dernière possède une densité suffisante pour reproduire le même phénomène que durant son stade de géante rouge : un flash de l'hélium. Ce flash de l'hélium en coquille va dégager une énergie servant principalement à dilater l'enveloppe, éjectant à nouveau la coquille d'hydrogène qui va à nouveau s'éteindre : c'est le début des pulses thermiques (TP). Dépendant de la masse de l'étoile, il peut y avoir entre 10 et 10000 pulses thermiques au cours du stade AGB de l'étoile avec une période entre chaque pulse pouvant varier entre 10000 et 100000 ans (Iben, 2013). Ce nouveau mouvement entraîne l'apparition d'une zone inter-coquille convective entre les coquilles d'hélium et d'hydrogène amenant alors des éléments lourds vers la bordure de la couche externe au niveau de la couche d'hydrogène inactive. Pendant l'extinction de la couche d'hydrogène, l'enveloppe externe, toujours convective, va une nouvelle fois venir chercher du matériel au niveau de la coquille d'hydrogène (à la limite supérieure de la zone inter-coquille). Cette fois-ci le matériel ramené dans l'enveloppe externe contient également des éléments lourds formés proche du noyau. Ce phénomène est appelé "Third dredge up" (TDU) (Mowlavi, 1999) et ne dure que quelques centaines d'années par cycles (Herwig, 2005). Le TDU va jouer un rôle déterminant dans la composition de l'enveloppe externe de l'étoile et de son environnement. En effet, dans les cas de figure où :

- l'étoile possède une masse supérieure à $1.4M_{\odot}$: le phénomène de convection est alors assez efficace pour éventuellement amener assez de matériel carboné à la surface pour inverser la tendance du ratio C/O ;
- l'étoile ne dépasse pas la masse critique de $4M_{\odot}$: au-delà de cette limite les réactions CNO transforment les atomes de carbones en azote et ne permettent pas la présence de carbone en quantité suffisante pour développer un environnement riche en carbone ;

l'étoile AGB peut passer d'un environnement riche en oxygène à un environnement riche en carbone ($C/O > 1$) (Straniero et al., 1997).

De plus, un autre phénomène physique s'opère également au niveau de l'enveloppe externe et engendre un mécanisme crucial dans la perte de masse des étoiles : la pulsation. En effet, en plus des pulses thermiques, des phénomènes de pulsations (Groenewegen, M. A. T. et al., 2020) vont grandement participer au changement de luminosité de l'étoile sur de courtes périodes (de l'ordre de quelques centaines de jours) en puisant leur origine au niveau de la couche d'hydrogène dans l'enveloppe convective. L'origine de ces pulsations, indépendantes des pulses thermiques, est encore une source de débats au sein de la communauté. Il existe actuellement trois mécanismes différents qui peuvent-être utilisés pour expliquer ce phénomène de pulsation (Freytag et al., 2017) :

- l'excitation par le mécanisme κ ;
- l'excitation stochastique par convection ;
- le bruit acoustique ;

L'excitation par le mécanisme κ (prononcé "kappa") est actuellement le mécanisme privilégié pour expliquer ce phénomène de pulsation à courte période (Dreyer et al., 2009). Ce phénomène de pulsation peut également être observé dans les courbes de lumière des étoiles AGB. Comme son nom l'indique, ce mécanisme puise son fonctionnement dans l'opacité de la matière qui elle-même aussi est noté κ en astrophysique. Les couches ionisées d'hydrogène opaques (ou d'hélium pour le cas des Céphéïdes), situées au niveau de la coquille d'hydrogène inerte, vont être une source de pression de radiation importante. En effet, une fois la contraction de l'enveloppe suffisante pour augmenter l'opacité du milieu et la pression radiative par rapport à la pression de gravitation, $P_{rad} \geq P_{grav}$, le gaz se dilate et l'enveloppe augmente son diamètre jusqu'à atteindre et dépasser sa zone d'équilibre où $P_{rad} = P_{grav}$. Une fois

dépassée, $P_{rad} \leq P_{grav}$ l'enveloppe se contracte puis l'opération se répète. L'enveloppe va alors osciller en cherchant constamment sa position d'équilibre. Ce phénomène peut-être très facilement associé au comportement d'un oscillateur harmonique. Ce phénomène de pulsation est très important car, comme mentionné précédemment, il est à l'origine de la formation de poussière et de la perte de masse de l'étoile (cf. Figure 1.2). En effet, lors de la dilatation de l'enveloppe, les couches les plus externes sont alors tellement loin de l'étoile, que la faible attraction gravitationnelle des couches de gaz permettent à ces dernières d'être en lévitation au dessus de l'étoile. De plus, ces couches atteignent des distances suffisantes pour que la température soit suffisamment faible pour former des molécules et de la poussière. La pression de radiation va alors pousser ces grains fraîchement formés formant alors des vents stellaires qui vont disséminer les éléments lourds et la poussière dans l'enveloppe circumstellaire (CSE). Ce scénario est valide pour les AGB où la majorité de la perte de masse s'effectue par le biais de la pression des photons sur les particules de poussières (Wickramasinghe et al., 1966). Actuellement nous estimons la perte de masse des AGBs entre $\dot{M} = 10^{-8}$ et $10^{-5} M_{\odot} an^{-1}$ avec parfois une perte de masse pouvant atteindre $10^{-4} M_{\odot} an^{-1}$ (Höfner et Olofsson, 2018), cette quantité dépendant fortement de la masse de l'étoile. Une division de la masse initiale de l'étoile par 2 correspond à une multiplication de la perte de masse entre 3 et 100 fois (Gail et Sedlmayr, 2013). Cependant il faut garder en tête que les mécanismes liés au processus de perte de masse restent hautement incertains. Avec cette vision assez simple du mécanisme de perte de masse, nous devrions nous attendre à observer une perte de masse assez homogène et isotrope. Cependant, grâce à l'interférométrie notamment, nous observons des structures qui s'écartent d'un simple environnement centro-symétrique 1D. C'est ce que nous allons tenter de comprendre dans le paragraphe suivant.

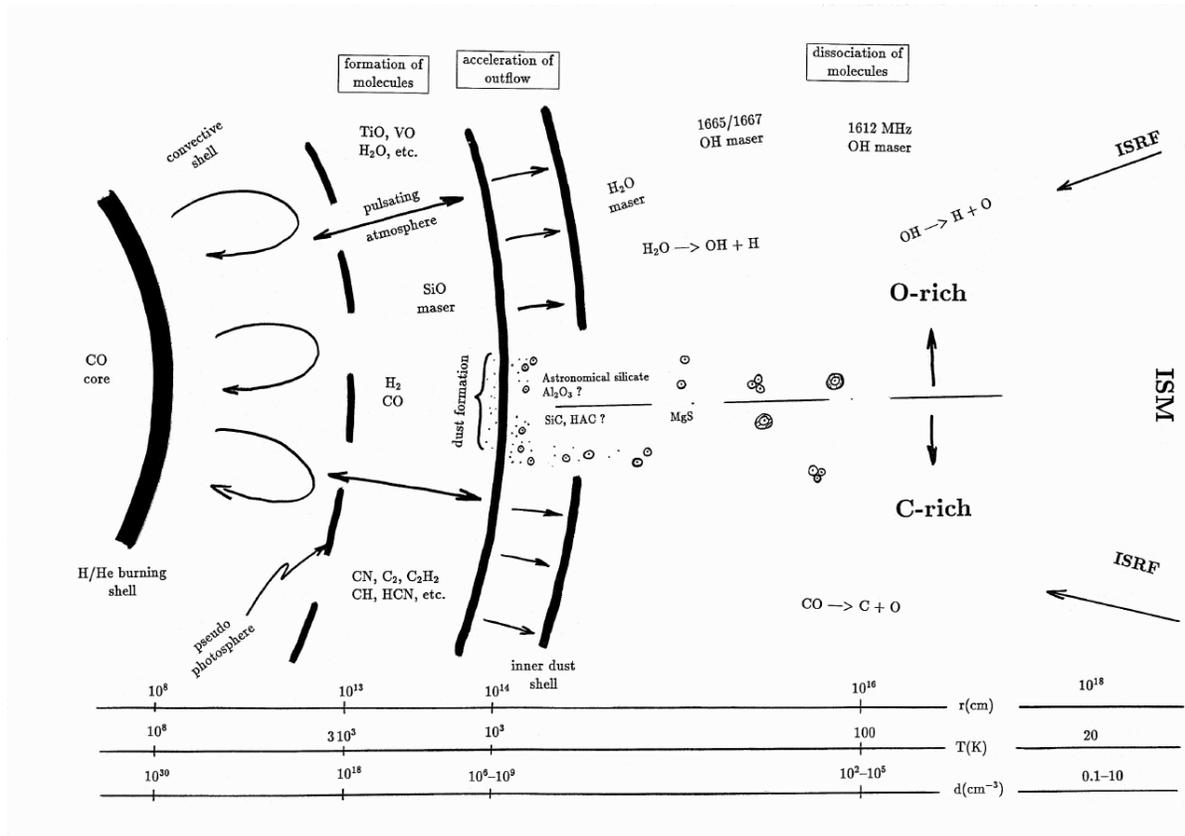


FIGURE 1.2 – Figure représentant la synthèse du processus de perte de masse et de la formation de poussières et des molécules dans le cas d'une étoile AGB. (Le Bertre, 1997)

1.2.5 La perte de masse

Dans les années 1950, Deutsch (1956) détecte pour la première fois l'évidence de matière qui s'échappe d'une étoile évoluée et estime sa perte de masse, supposée constante et homogène, à l'aide de simples modèles 1D. Durant plusieurs décennies, les observations astronomiques n'ont apporté que des observations indirectes d'une déviation quelconque de la sphéricité supposée de l'environnement de l'étoile (Schwarzschild (1975), Hayes (1980), Sanner (1976)). Cependant, dans les années 1970, l'avènement de la haute résolution angulaire et de l'interférométrie a permis la détection directe d'évidences d'environnements complexes impliquant des structures 3D : les modèles 1D ne suffisent plus à décrire les observations (McCarthy (1979), Sutton et al. (1979), Herbig (1972), Herbig (1975)). Jusque fin des années 1970, début des années 1980, nous supposions que la perte de masse était constante au cours de l'évolution de l'étoile ce qui s'avérait être incorrect puisque des observations ont réussi à prouver le contraire en mettant en exergue une perte de masse variable dans le temps (Wannier et al. (1979), Knapp et al. (1980)). De nouvelles observations interférométriques en 1990 ont, pour la première fois, détecté des taches à la surface de l'étoile évoluée Bételgeuse. Ceci a entraîné une volonté supplémentaire de vouloir décrire la physique et la dynamique des étoiles évoluées à l'aide de modèles 3D pour tenter de comprendre les mécanismes impliqués dans la perte de masse et la formation de poussière.

Ainsi, au cours du temps les preuves de la déviation du modèle 1D se sont considérablement accumulées. Négliger les structures 3D dans les environnements d'étoile peut engendrer une erreur sur la perte de masse d'environ un ordre de grandeur. De nombreuses théories ont alors vu le jour pour tenter d'expliquer les processus majeurs qui pourraient être à l'origine de ces structures 3D observées dans les environnements d'étoiles évoluées. Il y a deux grands mécanismes majeurs qui semblent actuellement expliquer ces structures 3D :

- **Les instabilités induites par les phénomènes de convection** engendrant la formation de granulation à la surface et l'apparition de structures dans les vents stellaires. La modélisation 3D hydrodynamique (3D-HD) des cellules convectives et de la granulation n'est pas chose évidente. Ce genre de simulation, pour des étoiles de type solaire, ne peut pas être effectuée que sur une échelle locale, la résolution demandée couplée aux processus physiques impliqués nécessiteraient des puissances et des temps de calculs trop importants (Chiavassa, 2022). C'est pour cela que souvent les calculs et les modèles sont faits localement à la surface et ne modélisent pas l'ensemble de l'étoile. Cependant dans les étoiles évoluées, la granulation de surface et les cellules convectives possèdent une taille du même ordre de grandeur que la taille de l'étoile elle-même. De ce fait, cela permet alors une modélisation globale de l'environnement de l'étoile tout en faisant appel à des puissances et des temps de calculs raisonnables. Cependant il faut garder à l'esprit que les modèles actuels ne prennent pas encore en compte l'accélération des grains et les modèles d'évolution de taille de grains. Comme rappelé précédemment, il existe encore beaucoup de spéculations concernant la formation de la poussière.
- **La présence d'une binaire.** Environ 80% des AGB possèdent des vents à symétrie sphérique (Neri et al., 1998) mais seulement moins de 20% des nébuleuses planétaires, stade d'évolution suivant le stade d'AGB, possèdent une symétrie sphérique (Parker et al. (2006), Sahai et al. (2011)). Beaucoup de théories ont vu le jour au cours du temps pour expliquer la non-sphéricité des étoiles posts-AGB ainsi que la forme des nébuleuses planétaires. Ces théories ne prenaient en compte que la présence d'une seule étoile (étoile à rotation rapide (Prinja et al., 2012) ou augmentation du champ magnétique (Jordan et al., 2005)). Très peu de modèles impliquant une binarité n'ont été proposés. Aujourd'hui nous remarquons que la plupart des étoiles évoluées possèdent un compagnon (sous la forme d'une étoile ou d'une planète) capable de perturber de façon significative les CSE.

Actuellement la plupart des relations de pertes de masse sont obtenues de manière empirique estimées à partir d'un large échantillon d'étoiles dont une grande partie est affectée par un compagnon. Cela a donc pour conséquence de biaiser les équations établies pour une seule étoile.

Il existe actuellement trois types de structures non-symétriques observées autour d'étoiles évoluées (cf. Figure 1.3) que nous pensons être toutes induites par la présence d'un compagnon dans l'environnement de l'étoile. Ce classement est effectué en fonction du taux de perte de masse de l'étoile et est établi de la manière suivante (Decin et al., 2020) :

- $\dot{M} < 10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$: présence de surdensité dynamique au niveau de l'équateur, surtout observée chez les étoiles oxygénées avec une perte de masse faible (ex : EP Aquarii (Nhung et al., 2023), L2 Pup (Kervella et al., 2015));
- $10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1} < \dot{M} < 10^{-6} M_{\odot} \text{an}^{-1}$: présence d'une structure bipolaire (ex : R Hya (Homan et al., 2021), π^1 Gru (Homan et al., 2020));
- $\dot{M} \geq 10^{-6} M_{\odot} \text{an}^{-1}$: présence d'une structure spirale (ex : R Scl (Maercker et al., 2014), IRC+10011 (Decin et al., 2020), W Aql (Danilovich et al., 2021), GY Aql (Decin et al., 2020)).

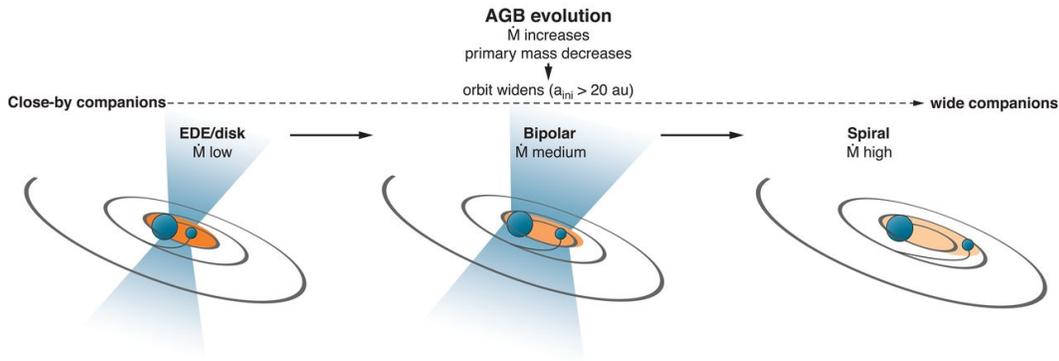


FIGURE 1.3 – Figure représentant les différentes façons dont l'enveloppe de poussière peut être déformée suite à la présence d'un compagnon dans l'environnement proche d'une étoile AGB. La plupart des compagnons ont une orbite au-delà de 20 unités astronomiques (u.a), ces orbites s'élargissent au fur et à mesure de la perte de masse de l'étoile. Les environnements d'étoile avec une binaire relativement proche de l'étoile possèdent une surdensité dynamique au niveau de l'équateur, dans ce cas là la perte de masse est faible. Plus l'orbite de la binaire augmente, plus la perte de masse est importante. Les enveloppes de poussières passent alors d'une structure possédant majoritairement un disque d'accrétion (orange) à une structure bipolaire (bleue) pour finir sur une structure en forme de spirale (noire). La densité des couleurs sur le schéma représente la prédominance de chaque structure au cours des différentes catégories de morphologies d'enveloppe. (Decin et al., 2020)

Grâce aux observations, il est statistiquement fondé de penser que les étoiles AGB ayant une perte de masse de $\dot{M} > 10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ possèdent :

- une masse supérieure à $1.5 M_{\odot}$;
- au moins un compagnon d'une masse équivalente à 5 fois la masse de Jupiter.

1.3 L'évolution des étoiles massives

Concernant les étoiles de forte masse, l'évolution est beaucoup plus rapide et diffère drastiquement des étoiles de plus faible masse. Lorsque l'étoile épuise l'hydrogène dans son cœur, l'étoile se transforme en supergéante rouge (RSG). Le cœur de l'étoile n'a pas le temps de connaître une phase de dégénérescence électronique car les températures sont suffisantes pour enclencher les réactions de fusion de l'hélium. À la fin de la séquence principale, l'étoile devient une supergéante rouge et finit par exploser en supernova (Jencson et al., 2023). Une RSG va brûler des éléments de plus en plus lourds en coquille autour du noyau : l'hydrogène produit de l'hélium puis s'ensuit de l'hélium produisant du carbone et de l'oxygène, l'oxygène produisant du silicium et du soufre. Dans le cas des étoiles les plus massives, le silicium et le soufre peuvent à leur tour donner naissance au fer. Le fer étant l'élément stable le plus lourd, l'étoile finit alors par se contracter et imploser finissant sa vie en supernova libérant alors une quantité importante d'éléments plus lourds que le fer dans l'ISM en laissant en son centre soit une étoile à neutron, soit un trou noir pour les étoiles les plus massives.

La perte de masse est également différente de celle des étoiles de faible masse et de masse intermédiaire. En effet, l'étoile étant plus massive, les températures et les pressions engendrées sont beaucoup plus importantes. Cela entraîne alors une augmentation du taux de réactions thermonucléaires et donc de la pression radiative. La dilatation de l'étoile est également plus importante, diminuant aussi de façon non négligeable la gravité de surface. Cette diminution de la gravité de surface va alors entraîner une perte de masse plus importante que les étoiles de faibles masses. De plus, le mécanisme majoritaire responsable de la perte de masse semble être la convection qui posséderait un poids beaucoup plus important dans la perte de masse des étoiles massives.

Une question peut alors être mise en exergue : Pourquoi les RSG ne contribuent elles alors pas plus à l'enrichissement de l'ISM si elles possèdent une perte de masse moyenne intrinsèquement plus importante que les étoiles de plus faible masse $\dot{M} = 10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ (Mauron et Josselin, 2011) ? La réponse réside dans leur nombre : en regroupant les observations de plus de ~ 30000 étoiles évoluées dans le grand nuage de Magellan, Riebel et al. (2012) n'ont réussi à identifier que seulement 17% de RSG, le reste étant des étoiles AGB. Ainsi les RSG semblent bien moins nombreuses que les étoiles AGB. Tout comme les AGB, il est alors important de bien comprendre les mécanismes d'évolution de ces objets et de leur perte de masse pour également mieux contraindre la contribution de ces étoiles dans l'enrichissement de l'ISM. Pour pouvoir répondre à ces interrogations il est alors indispensable d'observer ces environnements avec une résolution angulaire importante afin de localiser les enveloppes de poussières et de molécules pour comprendre leur formation.

1.4 L'interférométrie avec le VLTI et MATISSE

Pour aller chercher ces informations sur les enveloppes de poussières et de molécules proches de l'étoile, il nous faut user de techniques observationnelles impliquant la haute résolution angulaire. Pour comprendre la notion de résolution et les enjeux à la fois techniques et observationnels utilisés, attardons nous quelques instants sur certaines notions de base concernant les instruments optiques.

La résolution et la dynamique d'un instrument est, dans le cas où les perturbations du front d'onde induites par l'atmosphère sont négligées, uniquement définie par le diamètre de la surface collectrice de lumière de l'instrument. En astronomie observationnelle le pouvoir de résolution se définit comme la

capacité d'un instrument à observer la séparation entre deux objets ponctuels. La réponse impulsionnelle (image d'une source ponctuelle) d'un télescope étant une tache d'Airy, le critère se base donc sur la capacité pour un instrument à différencier deux taches d'Airy l'une de l'autre. Plusieurs critères existent :

- **Le critère de Schuster** (Schuster, 1904). Basé sur le critère de Shannon, le critère de Schuster stipule qu'il faut au moins 2 pixels pour résoudre un élément de résolution. Autrement dit, la résolution est définie par la distance qui sépare deux lobes centraux sans recouvrement. Une tache d'Airy est un $jinc$ ($jinc(x) = J_1(x)/x$) où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1) normalisée avec le premier zéro de la courbe se situant à $x = 1.22 \lambda/D$. Le plus petit élément de résolution observé par l'instrument est donc défini comme étant égal à $\Delta\theta = 2.44 \lambda/D$.
- **Le critère de Rayleigh** (Rayleigh, 1879). Rayleigh base son critère de résolution sur le fait que le premier zéro de la fonction d'Airy doit se situer sur le maximum du lobe central de la seconde tache. De par ce fait, le critère considère que le plus petit élément de résolution observé par l'instrument est égal à $\Delta\theta = 1.22 \lambda/D$. Ce critère est celui le plus utilisé par la communauté astronomique et sert de référence.
- **Le critère de Sparrow** (Sparrow, 1916). Le critère de Sparrow est un critère qui utilise la dérivée seconde et le point d'inflexion comme limite de résolution. Le critère est plus restrictif que ses prédécesseurs et quantifie la résolution d'un instrument par $\Delta\theta = 1.02 \lambda/D$

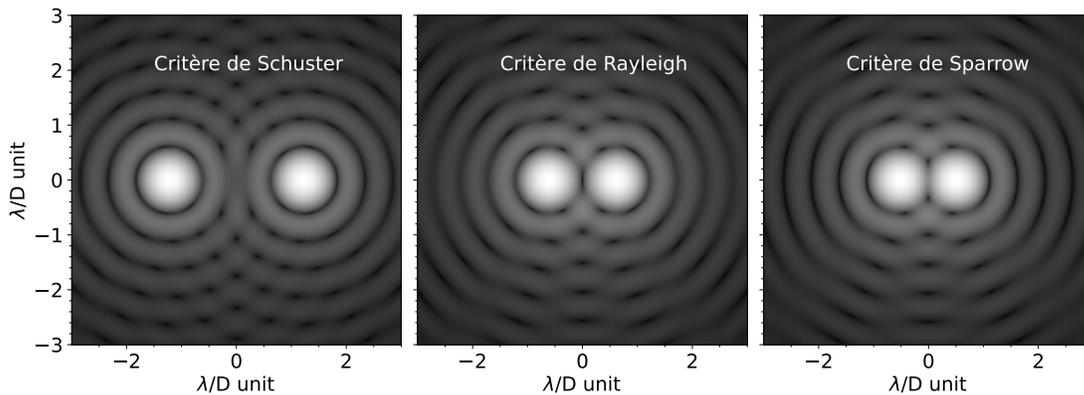


FIGURE 1.4 – Figure représentant les différents critères de résolution. De gauche à droite nous avons respectivement : le critère de Schuster, le critère de Rayleigh et le critère de Sparrow.

Nous remarquons que ces critères de résolution sont subjectifs et peuvent varier du simple au double (cf. Figure 1.4). Il n'y a actuellement aucun critère universel permettant d'estimer la résolution par le calcul car ce dernier, comme nous venons de le voir, reste hautement empirique. Cependant, pour des raisons pratiques et conservatrices, le critère de Rayleigh est celui le plus communément utilisé en astronomie, même si de nos jours, les capacités instrumentales et les dynamiques atteintes nous permettent d'accéder à des résolutions bien meilleures que $\Delta\theta = \lambda/D$.

Nous remarquons que le diamètre de l'ouverture d'un télescope est le paramètre clef qui régit le critère de résolution : plus nous augmentons le diamètre de l'instrument, plus nous sommes capable d'observer des détails de plus en plus fins en atteignant des résolutions de plus en plus importantes. Cependant, nous rencontrons un problème : aux alentours de 9m de diamètre les miroirs sont tellement lourds qu'ils s'effondrent sous leurs propres poids. Ainsi, au lieu de produire un miroir monolithique toujours plus grand, les opticiens ont décidé de segmenter les miroirs pleins : nous utilisons alors des miroirs circulaires

ou hexagonaux individuels qui vont, une fois regroupés, former l'équivalent d'un miroir géant. C'est la technique qui a été utilisée notamment pour les télescopes Keck à Hawaï, le télescope spatial James Webb (JWST) ou encore l'ELT actuellement en construction au Chili.

L'ELT possède un miroir équivalent de 39m de diamètre et reste à l'heure actuelle le plus grand défi structurel et technologique entrepris pour un télescope au sol avec un dôme de plus de 100m de hauteur (plus grand que l'Arc de Triomphe). L'ELT sera le plus gros télescope au monde existant. Il aura fallu plusieurs dizaines d'années de recherche pour mener ce projet à bien. Il devrait voir le jour d'ici 2028. Notons que la surface totale du miroir ne sera jamais remplie car le temps que l'ensemble des miroirs hexagonaux soient installés, les premiers miroirs devront déjà être ré-aluminés. Nous nous rendons compte de la main d'œuvre nécessaire, du coût et de l'avancée technique et technologique qu'il faut pour réaliser un miroir de presque 40m de diamètre. Cependant un télescope de cette taille est encore très insuffisant pour atteindre les résolutions nécessaires dont nous avons besoin dans l'étude des environnements proches d'étoiles évoluées. Il faudrait des télescopes encore plus grands proches de la centaine voir de plusieurs centaines de mètres de diamètre. A l'heure actuelle, une telle structure n'est bien sûr pas envisageable pour les raisons citées précédemment. Il faut donc utiliser une autre méthode : l'interférométrie.

1.4.1 L'interférométrie

L'interférométrie a pour but de donner accès à des pouvoirs de résolution qui ne sont pas atteignables avec les moyens d'observations classiques à 1 télescope. L'interférométrie est basée sur l'utilisation de plusieurs télescopes afin de faire interférer les faisceaux lumineux entre eux et d'observer alors des franges d'interférences. La résolution obtenue n'est alors plus limitée par la taille des miroirs mais par la séparation entre les télescopes. Si nous séparons deux télescopes d'une distance de 200m de diamètre nous atteignons donc une résolution équivalente à celle d'un télescope possédant un miroir de 200m de diamètre. La ligne imaginaire qui joint deux télescopes au sol s'appelle une ligne de base notée B et ne change pas au cours de la nuit puisque les télescopes sont fixes durant une même nuit d'observation. La résolution d'un interféromètre est exprimée par la formule $\theta_R = \lambda/B$

L'interférométrie est une technique délicate à mettre en place dans le domaine de l'optique et dans l'infrarouge. L'interférence de deux ondes nécessite des conditions particulières moins contraignantes dans le domaine radio que dans le domaine optique. C'est d'ailleurs grâce à l'interférométrie radio que les réseaux d'antennes à travers le monde ont réussi à fournir la première image d'un trou noir. Ces réseaux d'antennes, situés aux 4 coins du monde, revenaient finalement à utiliser un télescope possédant un diamètre équivalent à celui du diamètre de la Terre. Aujourd'hui, la plus grande infrastructure permettant d'accueillir l'interférométrie optique infrarouge avec une ligne de base allant jusqu'à 200m de diamètre est le "Very Large Telescope Interferometer" (VLTI) situé à l'observatoire du Cerro Paranal dans le désert de l'Atacama au Chili. Le réseau de télescopes VLTI possède 8 télescopes : 4 télescopes unitaires (Unitary Telescopes : UTs) possédant un miroir de 8.20 m de diamètre avec une ouverture effective de 8 m (cf. Figure 1.5) et 4 télescopes auxiliaires (Auxiliary Telescopes : ATs) de 1.80 m de diamètre. Les UTs sont des télescopes fixes disposés de façon à ce que les 6 lignes de bases dessinées par les 4 télescopes ne soient pas redondantes afin de fournir, pour chacune d'entre elles, une information différente. Les ATs sont quant à eux des télescopes mobiles qui ont la capacité d'être déplacés sur des emplacements spécifiques au sol que l'on appelle des stations. Cela permet de changer de configuration en fonction des programmes d'observation et donc d'utiliser des lignes de bases différentes (cf. Figure 1.6).

1.4.2 Observations interférométriques et description de l'objet

Dans cette partie j'explique comment deux télescopes séparés d'une ligne de base $\vec{B} = (B_x, 0)$ arrivent à former des franges d'interférences basées sur le contenu du cours d'optique ondulatoire d'Eric Aristidi (Aristidi, 2023). Supposons un objet étendu situé à une distance $D \gg B_x$ émettant en chaque point de la source une onde sphérique incohérente et monochromatique de longueur d'onde λ (cf. Figure 1.7). Les franges d'interférences seront observées à une distance d des télescopes. Le point M se situe aux coordonnées (α, β) dans le plan de la source. Juste avant d'arriver dans le plan $z=0$ où se situent les télescopes, l'amplitude complexe de l'élément émis par le point M autour d'un angle solide $d\alpha$, $d\beta$ peut-être assimilée à une onde plane notée :

$$dE_{z=0^-}(x, y; \alpha, \beta) = dE_0 \exp(ik(\alpha x + \beta y)) \quad (1.1)$$

avec $dE_0 = f_0(\alpha, \beta)d\alpha d\beta$ où $f_0(\alpha, \beta)$ correspond à la densité d'amplitude émise par M.

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Une fois le plan $z=0$ atteint, l'onde plane rentre à travers deux ouvertures. L'onde est alors modifiée par un masque de transmission qui laisserait passer uniquement la lumière sortant des deux télescopes situés en $(+B_x/2, 0)$ et $(-B_x/2, 0)$. Je fais l'hypothèse de télescopes infiniment petits modélisés par la fonction $\delta(x, y)$ pour simplifier les calculs :

$$dE_{z=0^+}(x, y; \alpha, \beta) = dE_0 e^{ik(\alpha x + \beta y)} \left[\delta\left(x - \frac{B_x}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{B_x}{2}\right) \right] \delta(y) \quad (1.2)$$

La lentille de recombinaison de l'interféromètre induit la transformée de Fourier de l'onde incidente. Nous pouvons alors écrire l'amplitude complexe de l'onde dans le plan de l'interféromètre en $z=d$ comme la transformée de Fourier de l'amplitude complexe de l'onde dans le plan des télescopes en $z=0^+$ noté $d\hat{E}_{z=0^+}(x/(d\lambda), y/(d\lambda); \alpha, \beta)$:

$$dE_{z=d}(x, y; \alpha, \beta) = d\hat{E}_{z=0^+}\left(\frac{x}{d\lambda}, \frac{y}{d\lambda}; \alpha, \beta\right) \quad (1.3)$$

$$dE_{z=d}(x, y; \alpha, \beta) = dE_0 \left[e^{ik\alpha B_x/2} \exp\left(-i\pi \frac{x B_x}{\lambda d}\right) + e^{-ik\alpha B_x/2} \exp\left(i\pi \frac{x B_x}{\lambda d}\right) \right] \quad (1.4)$$

$$dE_{z=d}(x, y; \alpha, \beta) = 2f_0(\alpha, \beta)d\alpha d\beta \cos\left(\pi B_x \frac{x - \alpha d}{\lambda d}\right) \quad (1.5)$$

Afin de déterminer l'intensité fournie par le point M de la source étendue reçue par le capteur, on calcule le module carré de l'amplitude complexe à une constante près :



FIGURE 1.5 – Photographies faites lors de mon séjour de 2 semaines à Paranal en compagnie de Florentin Millour. Haut : 4 ATs, Bas : 2 UTs.



FIGURE 1.6 – Photographie de 2 ATs, UT1 et d’une partie d’UT2 ainsi qu’une partie des stations situées sur la plateforme capable d’accueillir les ATs indiqués par des flèches blanches et possédant un cercle blanc au niveau de leur emplacement.

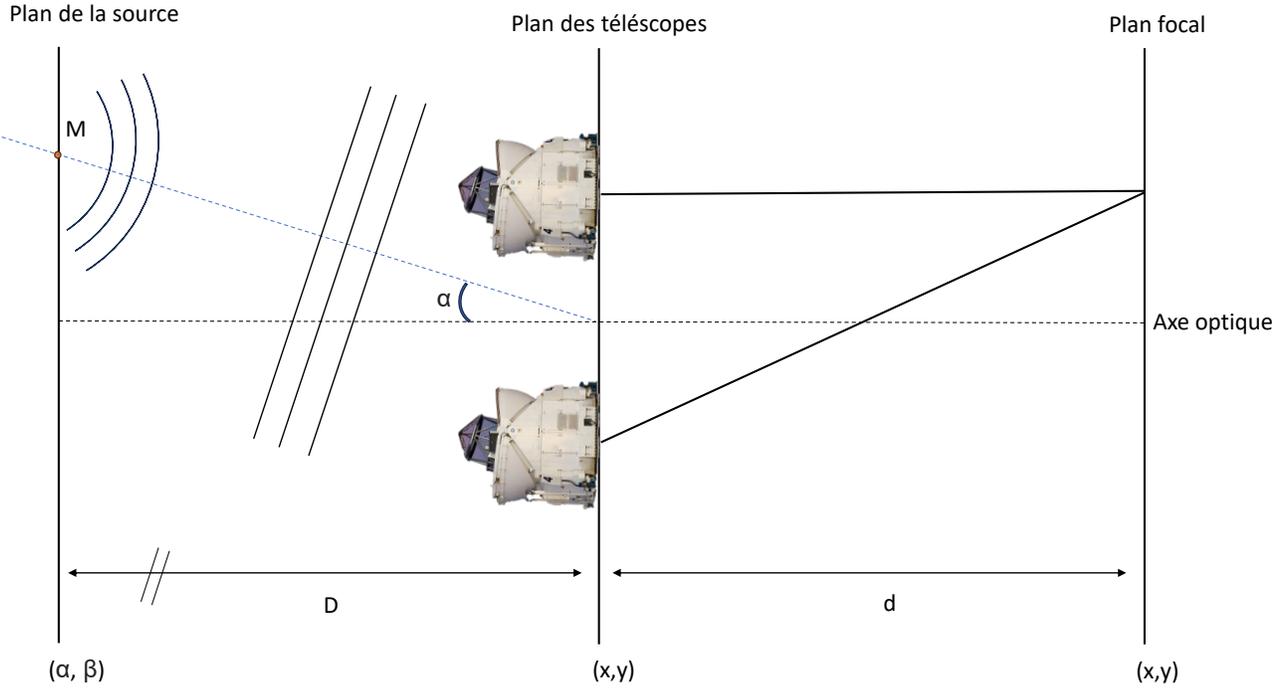


FIGURE 1.7 – Schéma représentant le point M d’une source étendue émettant une onde sphérique. Une fois parcourue la distance D l’amenant au plan des télescopes, l’onde est alors plane et inclinée d’un angle α par rapport à l’axe optique. L’information se propage ensuite sur une distance d jusqu’au plan focal où les mesures sont effectuées par l’interféromètre.

$$I_{z=d}(x, y)_M = O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \cos^2 \left(\pi B_x \frac{x - \alpha_M d}{\lambda d} \right) \quad (1.6)$$

avec $O(\alpha, \beta)$ la distribution de brillance de la source au point M . Afin d'estimer l'intensité totale au point (x, y) , il faut alors intégrer l'ensemble des points (α, β) ce qui donne :

$$I_{z=d}(x, y) = \int \int O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta + \int \int O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \cos^2 \left(\pi B_x \frac{x - \alpha d}{\lambda d} \right) d\alpha d\beta \quad (1.7)$$

pouvant se réduire à la formule suivante sachant que $\hat{f}(0) = \int f(x) dx$ et $\cos(x) = \Re(e^{ix})$

$$I_{z=d}(x, y) = \hat{O}(0, 0) + \Re \left[\hat{O} \left(\frac{B_x}{\lambda}, 0 \right) \exp \left(2i\pi \frac{B_x x}{\lambda d} \right) \right] \quad (1.8)$$

ce qui donne en développant la partie réelle et en factorisant le tout :

$$I_{z=d}(x, y) = \left[1 + \left| \frac{\hat{O} \left(\frac{B_x}{\lambda}, 0 \right)}{\hat{O}(0, 0)} \right| \cos \left(2\pi \frac{B_x x}{\lambda d} + \phi \left(\frac{B_x}{\lambda}, 0 \right) \right) \right] \quad (1.9)$$

où ϕ correspond à la phase de l'objet. Dans le cas d'un objet centro-symétrique le terme $\phi \left(\frac{B_x}{\lambda}, 0 \right)$ s'annule. $\left| \frac{\hat{O} \left(\frac{B_x}{\lambda}, 0 \right)}{\hat{O}(0, 0)} \right|$ correspond au terme de contraste qui module l'amplitude des franges d'interférences et dépend uniquement de \vec{B} à λ fixé. Le terme de contraste est le module du degré de la fonction de cohérence spatiale de la source $\gamma \left(\frac{\vec{B}}{\lambda} \right)$ (également appelé fonction de visibilité complexe) :

$$\left| \gamma \left(\frac{\vec{B}}{\lambda} \right) \right| = \left| \frac{\hat{O} \left(\frac{\vec{B}}{\lambda} \right)}{\hat{O}(\vec{0})} \right| = V \quad (1.10)$$

où le terme de contraste V est aussi appelé visibilité. Un objet angulairement résolu par l'instrument voit son contraste augmenter avec la longueur de la ligne base tandis qu'un objet non résolu aura toujours un contraste égal à 1.

Avec un télescope monolithique, l'ensemble de la distribution de brillance de la source $O(\alpha, \beta)$ est directement observée dans le plan image tandis qu'en interférométrie nous observons le contraste des franges qui est une mesure à la fréquence \vec{B}/λ de la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source. Pour qu'un interféromètre fournisse la même quantité d'information qu'un télescope monolithique de diamètre D , il faudrait alors reconstruire chaque point (q_u, q_v) dans le plan des fréquences jusqu'à la fréquence de coupure D/λ pour ensuite retrouver l'information dans le plan image par transformée de Fourier inverse. Pour cela nous pouvons :

1. observer l'objet avec une infinité de lignes de base \vec{B} couvrant l'ensemble des valeurs entre la fréquence $\vec{0}$ et \vec{D}/λ ;
2. Pour des objets dont la distribution de brillance serait achromatique, nous pourrions également observer l'objet à plusieurs longueurs d'ondes pour couvrir plus de points dans le plan des fréquences à la fois. Cependant les objets astrophysiques, notamment les étoiles évoluées, étant fortement chromatiques, les mesures ne seraient donc pas compatibles entre elles afin de reconstruire l'image de la source ;
3. Nous pouvons également utiliser la rotation de la Terre. En effet, la ligne de base qui nous intéresse pour reconstruire le plan des fréquences n'est pas la ligne de base au sol mais ce que nous appelons la ligne de base projetée \vec{B}_{proj} sur le ciel, perpendiculaire à la ligne de visée avec laquelle nous observons l'objet (Millour, 2008).

Ainsi, il est impossible de reconstruire tout le plan des fréquences également noté plan-(u,v). En interférométrie il est d'usage de représenter la distribution des mesures fréquentielles du plan de Fourier non pas en fonction des fréquences mais en fonction de $u = q_u * \lambda$ et $v = q_v * \lambda$. Nous verrons par la suite comment reconstruire l'image d'un objet à l'aide d'un plan de Fourier incomplet. Attardons nous maintenant sur la nature et l'utilité de ces informations. Je décris dans des deux sous-sections deux observables majeurs : la visibilité et la clôture de phase.

1.4.2.1 La visibilité

Comme observée dans la section précédente, la visibilité est la mesure complexe du contraste des franges observé au foyer de l'interféromètre. Cette quantité étant normalisée la modulation engendrée sur le contraste des franges varie donc entre 0 (objet résolu) et 1 (objet non résolu). Cette modulation des franges appelée visibilité possède donc des minimums et des maximums locaux d'intensité I_{min} et I_{max} .

La visibilité peut donc être également exprimée de la manière suivante :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.11)$$

Nous avons démontré dans la section précédente que le contraste des franges et la forme de l'objet observé sont deux quantités directement liées. Ce sont les fondements du théorème de Van Cittert-Zernike qui stipule que :

"Pour une source incohérente et quasi-monochromatique, le facteur complexe de cohérence γ (visibilité complexe de l'objet) est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité de la source $O(\alpha, \beta)$ " (Zernike, 1938).

Ce théorème est donc capital en interférométrie car il nous permet de faire le lien entre la géométrie de l'objet et les courbes de visibilité. J'expliquerai de façon détaillée les techniques utilisées pour accéder aux propriétés géométriques de l'objet à partir des visibilités dans une prochaine section.

1.4.2.2 La clôture de phase

En interférométrie il n'est pas évident d'estimer la phase individuelle de chaque instrument pour la soustraire aux données observées afin d'isoler l'information de phase de la source. C'est pourquoi nous

n’observons pas directement la phase mais la clôture de phase. Pour une ligne de base donnée, deux télescopes fournissent une information de phase notée ψ_{12} . Cette phase associée à la ligne de base 1 – 2 dépend essentiellement de deux facteurs :

- **La source.** Comme observé précédemment, si la distribution d’intensité de l’objet est centro-symétrique, alors la phase $\phi_{source_{12}}$ de sa fonction de visibilité est nulle. Dans le cas de figure où la distribution de brillance de l’objet n’est pas centro-symétrique, la phase sera non-nulle ou différent de 180° ;
- **L’atmosphère.** La présence d’un gradient de température et de pression induit la formation de cellules convectives dans l’atmosphère. Chaque cellule de turbulence possède son propre indice de l’air. Les phénomènes de convection et les variations du taux d’humidité présents dans l’atmosphère transforment alors la turbulence atmosphérique en turbulence optique. La turbulence optique induit une variation de chemin optique différente devant chaque télescope qui se traduit alors par une variation de phase. En retardant les faisceaux incidents récoltés par les télescopes 1 et 2, nous avons donc une différence de phase $\epsilon_1 - \epsilon_2$ qui vient s’ajouter à l’information de phase de la source avant son mélange au foyer de l’interféromètre.

Ainsi ψ_{12} vaut alors :

$$\psi_{12} = \phi_{source_{12}} + \epsilon_1 - \epsilon_2 \quad (1.12)$$

A ce moment là, nous ne sommes pas en capacité, avec les instruments et les techniques mis à disposition, d’estimer ϵ_1 et ϵ_2 . De ce fait, nous ne pouvons pas décorrélérer la phase induite par l’atmosphère et la phase induite par l’objet lui-même : c’est là où la clôture de phase entre en jeu. La phase de clôture est la somme de l’information de phase de 3 bases différentes formant un triangle (cf. Figure 1.8). De ce fait, nous avons alors :

$$\psi_{12} = \phi_{source_{12}} + \epsilon_1 - \epsilon_2; \quad \psi_{31} = \phi_{source_{31}} + \epsilon_3 - \epsilon_1; \quad \psi_{23} = \phi_{source_{23}} + \epsilon_2 - \epsilon_3. \quad (1.13)$$

De sorte que :

$$\psi_{12} + \psi_{31} + \psi_{23} = \phi_{source_{12}} + \phi_{source_{31}} + \phi_{source_{23}} \quad (1.14)$$

Tous les termes de phases associés aux faisceaux avant leur mélange s’annulent et il ne reste que l’information de phase de l’objet de science. L’information de phase de clôture reste tout de même très difficile à analyser car nous ne pouvons pas décorrélérer facilement depuis la somme, l’information de phase associée à chaque ligne de base. Ainsi il est souvent utile de se tourner vers des modèles analytiques ou de la reconstruction d’image pour avoir une interprétation claire de ces données.

Dans le cadre de ma thèse, afin d’avoir accès à ces données, j’ai utilisé l’instrument MATISSE situé dans le laboratoire focal de la plate-forme VLTI à l’observatoire de Paranal au Chili.

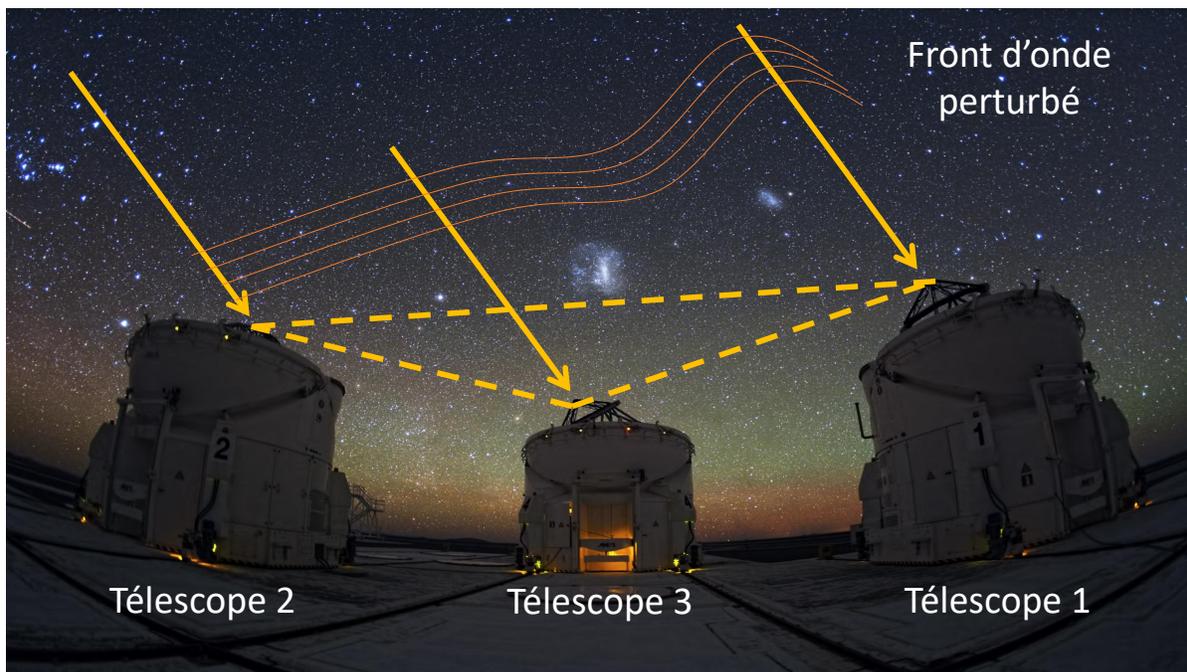


FIGURE 1.8 – Schéma montrant la configuration en triangle formé par les télescopes nécessaires pour obtenir des informations sur la phase de clôture. Photo d'arrière plan : ESO

1.4.3 MATISSE en quelques mots

MATISSE est l'acronyme de Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment, cet instrument combine la lumière provenant de 4 télescopes : 4 ATs ou 4 UTs. La combinaison s'effectue soit entre UTs ou entre ATs mais ne mélange pas les 2 types de télescopes pour des raisons de maximisation de contraste des franges. La lumière issue de chaque télescope est renvoyée dans l'instrument grâce à une ligne à retard. Les lignes à retard sont des dispositifs optiques mobiles composés de miroirs permettant de compenser les différences de chemins optiques. Pour des observations infrarouges comme pour l'instrument MATISSE, il est nécessaire d'avoir une précision d'au moins quelques microns sur la différence de marche afin que les faisceaux puissent interférer en phase.

En quelques étapes, voici le trajet de la lumière une fois arrivée au niveau des télescopes :

1. la lumière entre dans le télescope et une partie se dirige dans le système d'optique adaptative. Au VLT il existe deux systèmes d'optique adaptative (OA) : MACAO pour les UTs et NAOMI pour les ATs. Les systèmes d'OA fonctionnent dans le visible (la lumière du visible utilisée par ces OA ne sera donc pas renvoyée dans le laboratoire focal).
2. La lumière infrarouge traverse ensuite un réseau de tunnels sous-terrains atteignant alors les lignes à retard (cf. Figure 1.9) qui la renvoie dans le laboratoire focal où se situent les instruments. Les lignes à retard font en sorte que la différence des chemins optiques (optical path difference : OPD) entre plusieurs faisceaux incidents soit nulle. Toutefois, cette opération n'est valable qu'à une seule longueur d'onde. Il est donc choisi de l'annuler pour la longueur d'onde centrale de la bande spectrale analysée. De plus, l'instrument MATISSE possède également ses propres lignes à retard situé dans l'instrument pour effectuer une correction chromatique de l'OPD à la fois pour les bandes L (3-4 μm), M (4.6-5 μm) et N (8-13 μm).

MATISSE est un instrument qui utilise la spectro-interférométrie : il disperse les franges. Comme précisé ci-dessus, l'instrument observe au sein de trois bandes infrarouges différentes : L, M et N. De ce

fait il possède donc deux caméras différentes pour chaque bande : le capteur HAWAII 2RG de 2000x2000 pixels pour les bandes L et M et le capteur AQUARIUS de 1000x1000 pixels pour la bande N. Les Tableau 1.1 et 1.2 dont les informations ont été prises dans le Science Case de MATISSE, synthétisent respectivement les signatures spectrales des molécules et des poussières importantes. Nous remarquons qu'à la fois dans la bande L, M et N, nous possédons d'importantes signatures spectrales. Dépendant de l'objet, de la science et des signatures observées, il est donc important que MATISSE puisse offrir plusieurs résolutions spectrales par bande.

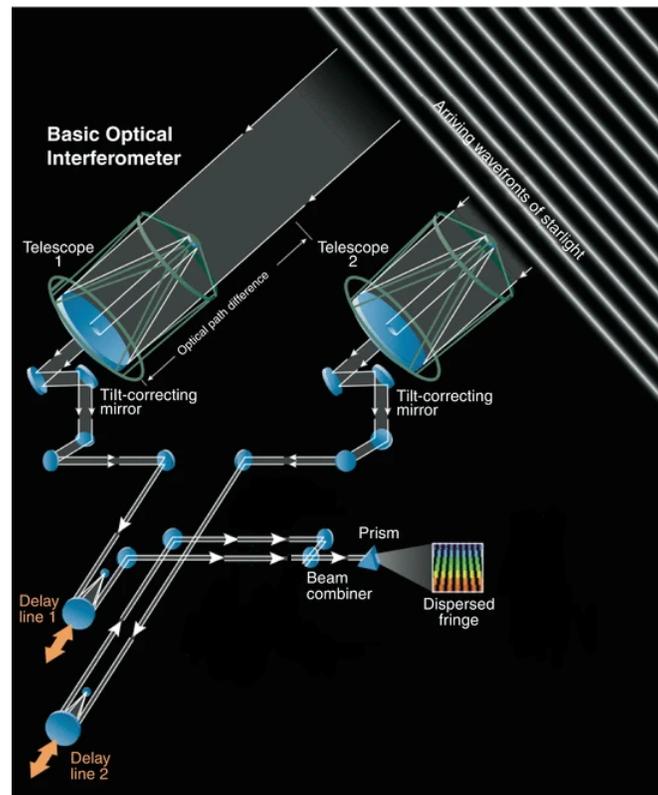


FIGURE 1.9 – Schéma montrant le principe de la ligne à retard pour compenser la différence de chemin optique afin de former des franges d'interférence dispersées au foyer de l'instrument. Simplification de la figure originelle prise dans ten Brummelaar et McAlister (2013).

Dans les bandes L et M, la dispersion spectrale peut se faire selon 4 modes différents :

- basse résolution (LOW) : en utilisant le pouvoir de résolution spectral de 30, assure le plus grand rapport signal bruit (SNR) pour un même temps de pose. Cette résolution est utilisée pour estimer des diamètres angulaires d'étoile ou rendre compte de la géométrie d'un objet astrophysique. Cette résolution est également utilisée pour des objets de faible signal comme les AGNs afin de maximiser le signal obtenu. A basse résolution aucune raie n'est visible dans le spectre : nous mesurons essentiellement le pseudo-continuum.
- moyenne résolution (MED) : la résolution de 500 permet d'utiliser à la fois tout le spectre de MATISSE en LM entre $\lambda = 2.8\text{--}5.0\mu\text{m}$. Cette résolution permet d'avoir accès aux signatures de raies spectrales mais possède l'inconvénient d'être contaminée par les raies telluriques variables dépendantes majoritairement de la vapeur d'eau et du CO₂ dans l'atmosphère. Cette résolution est utilisée pour faire des études de minéralogie de la poussière.

TABLE 1.1 – Signatures spectrales des espèces gazeuses observables par MATISSE (ref : science case de MATISSE)

Espèce	Longueur d'onde	Bande	Résolution Spectrale
CO (étirement)	4.67 μm	M	2000
H ₂ O (étirement)	3.0 μm	L	2000
H ₂ O (torsion)	5-6 μm	M	2000
OH (étirement)	2.8 μm	L	2000
HCN (étirement)	3.1 μm , 3.8 μm	L	2000
HCN (étirement)	14.0 μm	N	2000
C ₂ H ₂	3.1 μm , 3.8 μm	L	2000
C ₂ H ₂	13.7 μm	N	2000
SiO (premier harmonique)	4.08 μm	L	2000
SiO (étirement)	8.12 μm	N	2000
H ₂ J(6 \rightarrow 4)	8.0 μm	N	2000
H ₂ J(5 \rightarrow 3)	9.7 μm	N	2000
H ₂ J(4 \rightarrow 2)	12.2 μm	N	2000
HI Pf δ	3.3 μm , 3.74 μm	L	2000

TABLE 1.2 – Signatures spectrales de la poussière et de la glace observables par MATISSE (ref : science case de MATISSE)

Espèce	Longueur d'onde	Bande	Résolution Spectrale
[Glace] H ₂ O (étirement)	3.1 μm	L	300-2000
[Glace] CH ₃ OH	3.5 μm	L	2000
[Glace] OCN ⁻ (étirement)	4.62 μm	M	300-2000
[Glace] CO (étirement)	4.67 μm	M	300-2000
[Glace] NH ₃	3.0 μm	L	2000
[Glace] NH ₃	9.7 μm	N	2000
[Glace] H ₂ O (libration)	12 μm	N	300
[PAHs] C-H (étirement)	3.3 μm	L	300-2000
[PAHs] C-C (étirement)	7.7 μm	N	300
[PAHs] C-H (torsion)	11.3 μm , 12.7 μm	N	300
[Nanodiamonds] C-H (étirement)	3.43 μm , 3.53 μm	L	300-2000
Amorphous silicate (étirement)	9.7 μm	N	30-300
Mg ₂ SiO ₄	10.1 μm , 11.3 μm	N	300
Mg ₂ SiO ₃	9.3 μm , 10.6 μm , 11.8 μm	N	300
CaMg(SiO ₃) ₂	9.3 μm , 10.3 μm , 11.5 μm	N	300
SiC	11.3 μm	N	30-300

- haute résolution (HIGH) : la résolution de 1000 nous permet d’atteindre une résolution plus haute mais le spectre dépasse du capteur de la caméra nous empêchant d’accéder à une partie de l’information en bande M nous laissant à disposition l’information entre $\lambda = 2.8-4.2\mu\text{m}$. Cette résolution est également utilisée pour l’étude minéralogique de la poussière et possède une résolution suffisante pour permettre une soustraction efficace des raies telluriques.
- très haute résolution (HIGH+) : la résolution de 3500 est principalement utilisée pour l’étude de la cinématique de raies spécifiques. L’utilisation de ce mode de résolution peut donc servir à étudier par exemple la rotation d’une enveloppe de gaz avec une signature spectrale modifiée par effet Doppler.

En bande N, 2 modes de dispersion spectrale sont proposés :

- basse résolution (LOW) : une résolution de 30 est également présente en bande N pour maximiser le SNR des observations. Ce mode est très utile pour l’observation d’objets faibles et l’estimation de diamètres angulaires d’étoiles.
- haute résolution (HIGH) : une résolution de 220 permet d’avoir tout le spectre sur l’ensemble de la surface du capteur.

Durant ma deuxième année de thèse, j’ai eu l’opportunité de travailler pour l’ESO au Chili durant 1 an sur le site de l’observatoire à Santiago. J’ai été au milieu d’experts d’étoiles évoluées et de modèles de transferts radiatifs afin d’améliorer mes connaissances dans le domaine. J’ai également eu l’occasion de passer 2 semaines sur le site de l’observatoire du Cerro Paranal où se situe l’instrument MATISSE et le réseau de télescopes VLTI. J’ai pu apprendre des astronomes de nuit sur les opérations effectués sur place et travailler en parallèle sur un projet lié à l’instrument MATISSE. Les travaux ainsi que les résultats obtenus et présentés dans la prochaine section ont pour intérêt d’explorer une partie des pistes qui sont à notre disposition afin d’améliorer les observables MATISSE.

1.5 Étude de l’impact des conditions d’observations atmosphériques sur les visibilités MATISSE

Au vu de la durée du projet de 2 semaines, j’ai décidé de me concentrer sur les mesures de visibilités. L’objectif est de comprendre quels sont les paramètres principaux détériorant les visibilités et de quantifier leurs impacts pour ensuite les corriger. La première étape est donc d’identifier les causes principales de la détérioration des observables en analysant leur dégradation vis à vis des paramètres atmosphériques principaux tel que la masse d’air, l’angle du seeing, la pression, le temps de cohérence, l’humidité. J’ai donc produit des fonctions de corrélation en utilisant les fonctions de transfert des calibrateurs observés par MATISSE.

1.5.1 Fonction de corrélation sur les variables atmosphériques ambiantes

Afin de produire les fonctions de corrélation, j’ai décidé d’utiliser les données de la bande *LM* à $3.6\mu\text{m}$ (hors des raies d’absorption atmosphérique) et j’ai tracé les valeurs de la fonction de transfert en fonction des différents facteurs atmosphériques en séparant les données par ligne de base, résolution et dispositifs de commutation de faisceau (Beam Commuting Devices, BCD). Le BCD permet d’échanger deux faisceaux d’entrée l’un avec l’autre. L’ordre 1-2-3-4 dans lequel rentre les quatre faisceaux par défaut s’appelle la configuration OUT-OUT. Lors du changement de position des faisceaux, l’ordre peut

alors devenir 2-1-4-3 pour la configuration IN-IN et 1-2-4-3 pour la configuration OUT-IN et inversement pour la configuration IN-OUT. Cette technique est utilisée pour supprimer les effets instrumentaux sur la phase de clôture lors de la réduction des données (Petrov et al., 2020). L'ensemble des paramètres atmosphériques utilisés dans cette étude sont : la masse d'air, l'azimut, l'humidité, la pression, le seeing, le temps de cohérence, la température et la vapeur d'eau.

Pour estimer les effets qui nous intéressent j'ai pris les calibrateurs utilisés dans l'étude sur Bételgeuse c'est à dire ϵ Lep et Sirius. Pour représenter les effets induits par l'atmosphère j'ai :

- **considéré uniquement les courtes bases.** Cela permet de réduire l'impact de l'erreur sur l'estimation du diamètre angulaire du calibrateur sur la fonction de transfert et d'observer principalement l'impact du paramètre ambiant de l'atmosphère étudié ;
- **séparé les lignes de base individuellement.** Séparer les lignes de bases à une longueur d'onde donnée permet d'analyser la même fréquence spatiale et donc des valeurs de fonction de transfert similaires. Ainsi, tous les changements observés sur la fonction de corrélation seront seulement dus aux conditions d'observations et indépendant des propriétés géométriques de l'objet.

Pour chaque résolution et chaque BCD, j'ai tracé la régression linéaire médiane de l'ensemble des régressions linéaires obtenus pour chaque ligne de base afin d'observer si une corrélation globale pouvait être mise en évidence. Dans cette étude j'ai uniquement mise en évidence une corrélation pour la masse d'air, le seeing et le temps de cohérence.

1.5.1.1 La masse d'air

Afin de mettre en évidence cette corrélation, je montre la figure obtenue en moyenne résolution (avec plus de points de mesures qu'en basse résolution) avec la configuration BCD OUT-OUT (cf. figure 1.10). Afin de réduire le bruit des données, j'ai re-échantillonné les données de moyenne résolution en basse résolution.

La figure 1.10 montre une décroissance des visibilitées lorsque la masse d'air augmente. L'explication de ce comportement réside dans la perte de cohérence du front d'onde induite par l'atmosphère (avec une masse d'air plus élevée) conduisant à la perte de visibilité observée.

1.5.1.2 L'angle de seeing

Concernant l'angle de seeing, la figure 1.11 montre un comportement similaire à celui de la masse d'air, ce qui est également explicable. Le seeing est une mesure de la qualité du ciel. Plus la turbulence atmosphérique est forte, plus l'angle de seeing est élevé. Ainsi, lorsque l'angle de seeing augmente, le diamètre angulaire apparent de l'objet semble augmenter et les visibilitées sont également sous-estimées.

1.5.1.3 Le temps de cohérence atmosphérique

Pour finir, nous remarquons que les mesures de visibilitées augmentent avec le temps de cohérence atmosphérique (mesuré dans le visible) (Kellerer et Tokovinin, 2007). Le temps de cohérence atmosphérique mesurée dans notre cas de figure quantifie la durée pendant laquelle deux fronts d'ondes cohérents peuvent interférer entre eux dans les conditions observées afin de former des franges. C'est ce que nous pouvons observer dans la figure 1.12 : plus le temps de cohérence atmosphérique augmente, plus les

RES = MED, BAND=LM, BCD = OUT-OUT, $\lambda=3.60 \mu\text{m}$

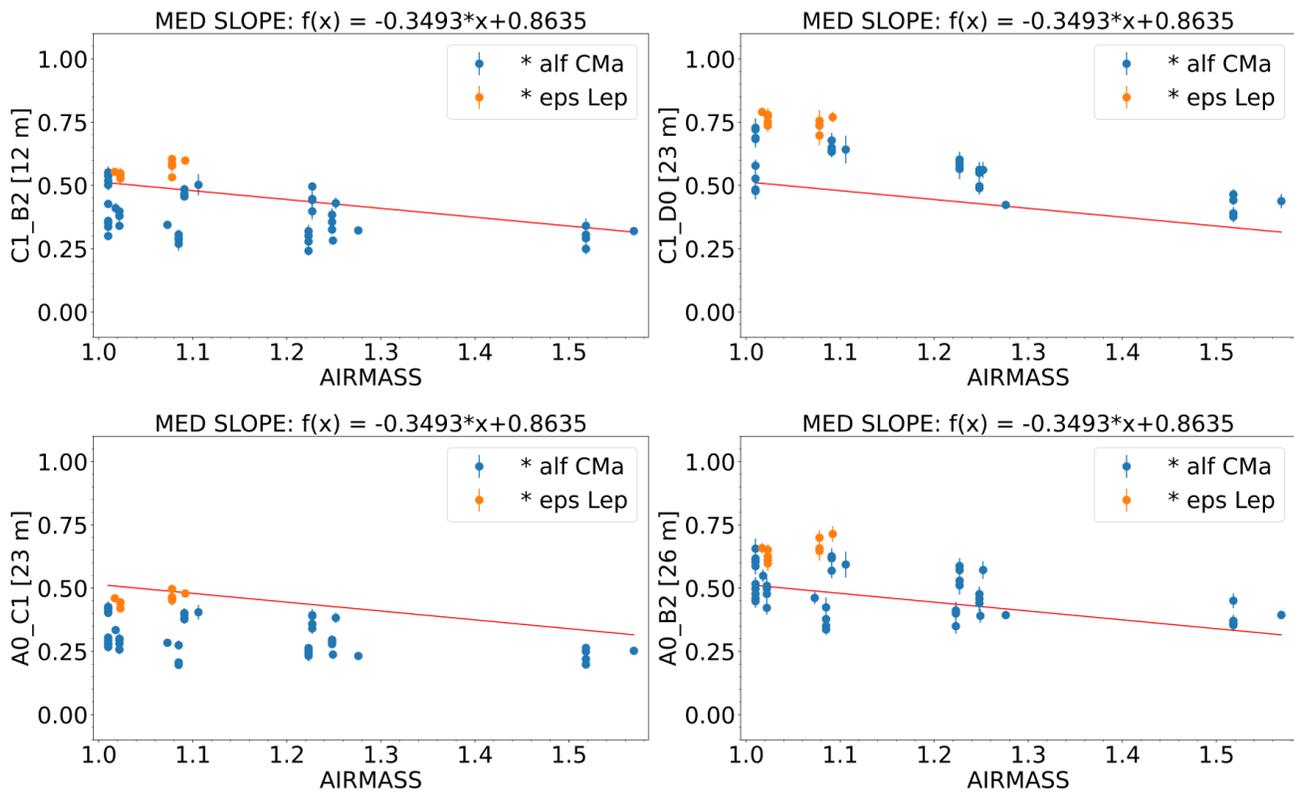


FIGURE 1.10 – Fonction de transfert en fonction de la masse d’air pour 4 configurations formées de courtes lignes de bases. Les points bleus représentent les mesures de fonction de transfert de l’étoile α CMa et les points oranges celle d’ ϵ Lep avec leurs barres d’erreurs associées. En rouge est représentée la régression linéaire médiane des 4 configurations, tous calibrateurs confondus.

RES = MED, BAND=LM, BCD = OUT-OUT, $\lambda=3.60 \mu\text{m}$

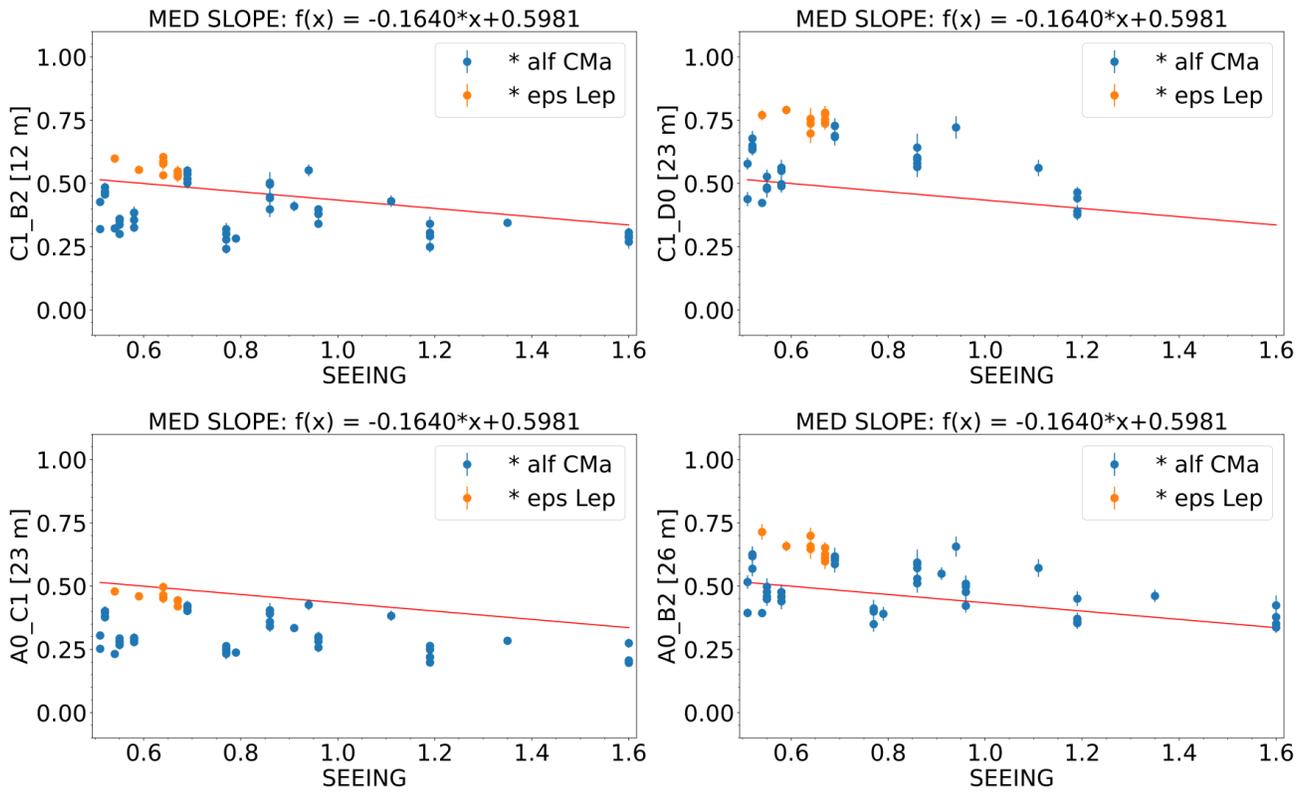


FIGURE 1.11 – Fonction de transfert en fonction de l’angle de seeing pour 4 configurations formées de courtes lignes de bases. Les points bleus représentent les mesures de fonction de transfert de l’étoile α CMa et les points oranges celle d’ ϵ Lep avec leurs barres d’erreurs associées. En rouge est représentée la régression linéaire médiane des 4 configurations, tous calibrateurs confondus.

RES = MED, BAND=LM, BCD = OUT-OUT, $\lambda=3.60 \mu\text{m}$

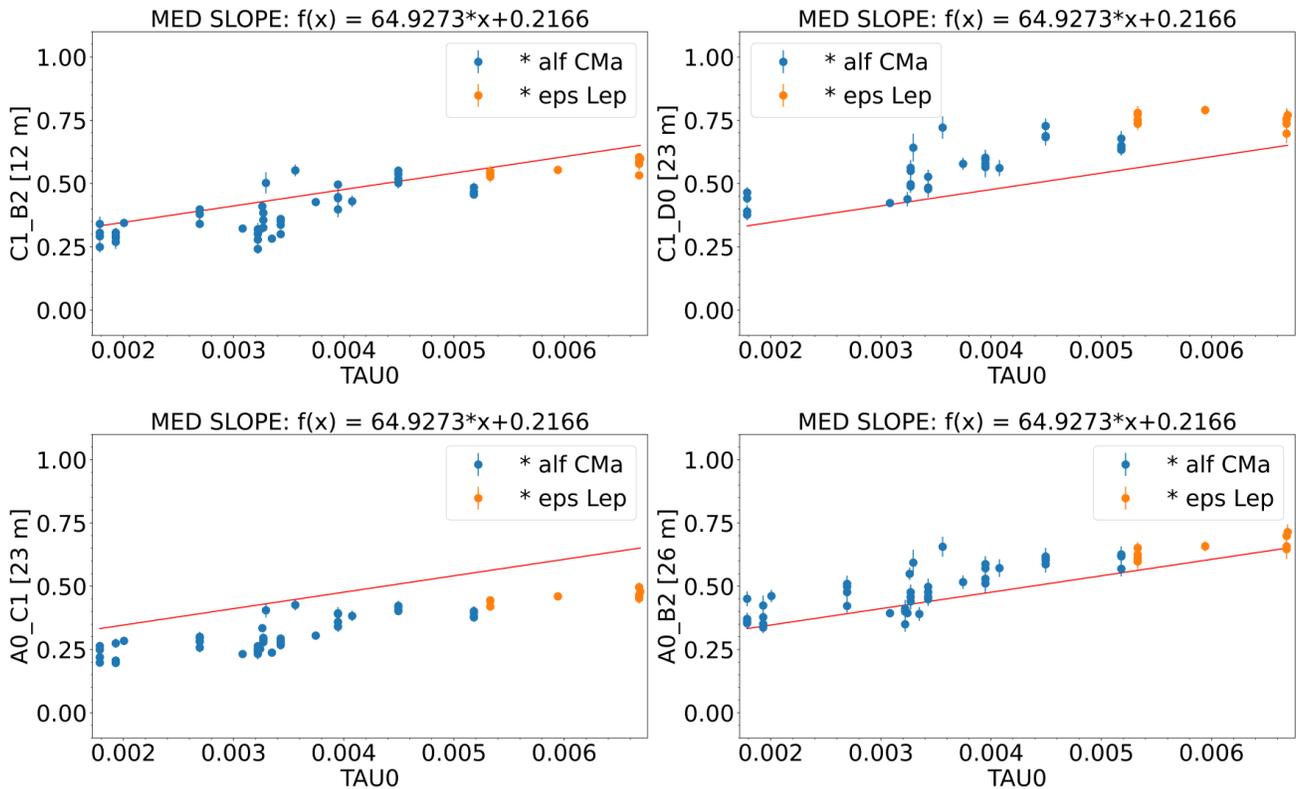


FIGURE 1.12 – Fonction de transfert en fonction du temps de cohérence pour 4 configurations formées de courtes lignes de bases. Les points bleus représentent les mesures de fonction de transfert de l'étoile α CMa et les points oranges celle d' ϵ Lep avec leurs barres d'erreurs associées. En rouge est représentée la régression linéaire médiane des 4 configurations, tous calibrateurs confondus.

conditions pour former des franges sont optimales. La valeur du contraste des franges (les valeurs de visibilité et donc de la fonction de transfert) augmente.

A l'aide de ces trois paramètres, je mets en évidence une forte dépendance des observables MATISSE à la masse d'air, au seeing et au temps de cohérence. Nous remarquons parfois une dispersion des visibilité pouvant atteindre près de 25% pour des observations théoriquement identiques d'un même objet. J'ai pour chacune de ces dépendances tracé une courbe médiane et déterminé une relation linéaire simple. Afin de pouvoir corriger les phénomènes majeurs impactant les valeurs de visibilité, il faudrait pousser l'analyse plus loin en effectuant les opérations suivantes :

1. **réduire l'étude sur des calibrateurs peu résolus.** Théoriquement un calibrateur est (i) un objet dont nous connaissons le diamètre angulaire, (ii) qui ne possède pas d'environnement circumstellaire et (iii) dont la géométrie peut être approximée par un disque uniforme. La précision actuelle sur le diamètre angulaire des calibrateurs fournie par le catalogue JSDC pour des étoiles géantes est de 10% (Bourgés et al., 2014). Plus un objet est résolu, plus l'erreur sur le diamètre angulaire du calibrateur est perceptible dans la fonction de transfert. Si je veux m'assurer que l'étude porte sur l'impact des conditions d'observations sur les mesures de visibilité, je dois m'assurer que les fonctions de transfert sont estimées avec une précision de quelques pourcents (Cruzalèbes et al., 2019).

2. **Acquérir plus de données sur les calibrateurs.** Pour ce travail nous avons pris uniquement un faible échantillon de données, avoir une plus grande dispersion des valeurs couvrant plus largement les conditions d'observations me permettrait de pouvoir ajuster plus précisément la régression et confirmer la tendance estimée.

Ainsi nous venons de voir que pour approfondir cette étude il nous faut plus de calibrateurs et une estimation plus fiable de leurs diamètres angulaires. Ce dernier point est abordé dans la section suivante.

1.5.2 Méthode indépendante de l'estimation du diamètre angulaire des calibrateurs

Je me suis rendu compte qu'une ré-estimation du diamètre angulaire des calibrateurs pouvait être effectuée en utilisant la fonction de transfert (Robbe, 1996).

La méthode est la suivante. On sait que l'on peut observer avec des lignes de base de 130m et donc atteindre une résolution d'environ 3 mas en bande *LM*. La résolution atteinte permet de résoudre partiellement la plus part des calibrateurs et donc de mesurer des visibilités proche du premier zéro de visibilité. J'utilise alors un modèle de disque uniforme pour estimer le diamètre angulaire du calibrateur à l'aide des visibilités observées. Plus le calibrateur est résolu, plus la précision obtenue sur l'estimation de son diamètre angulaire est importante. Si la courbe de visibilité du calibrateur modélisée arrive à reproduire correctement les observations, alors la fonction de transfert (étant le rapport entre les visibilités observées et les visibilités modélisée à partir du diamètre angulaire estimé du calibrateur) devrait être constante. La but est donc de se servir de la fonction de transfert comme méthode d'estimation du diamètre angulaire du calibrateur.

Utiliser cette méthode me permet d'atteindre des précisions de l'ordre du pourcent sur l'estimation du diamètre angulaire des calibrateurs et d'améliorer considérablement les fonctions de transfert. Cela permet d'utiliser plus de lignes de base et de points de mesure dans l'étude des fonctions de corrélations et d'améliorer significativement l'étalonnage des visibilités mesurées de l'objet de science.

Après avoir exploré certaines pistes pour améliorer les mesures de visibilités, j'explique dans la section suivante comment les observables interférométriques sont utilisées afin de reconstruire l'environnement de l'objet.

1.6 Des observables aux propriétés physiques du milieu

Une fois l'information observée dans le plan des fréquences, il existe deux méthodes principales pour retrouver l'information dans le plan image à partir des données interférométriques. Afin de retrouver la géométrie de l'objet nous pouvons soit : 1/ utiliser des modèles analytiques ou 2/ la reconstruction d'image. Dans cette section, j'explique en exposant les avantages et les inconvénients de ces deux méthodes, comment ces dernières nous permettent de représenter les environnements des objets astrophysiques observés.

1.6.1 Les modèles analytiques

Comme précisé dans la section 1.4.2.1, le théorème de Van Cittert-Zernike fait le lien entre la transformée de Fourier de la distribution de brillance de l'objet et la visibilité. Par conséquent, il est alors possible d'ajuster des modèles à géométries simples dont la transformée de Fourier peut s'exprimer analytiquement. Nous verrons plus tard comment détecter la présence de structures dans l'environnement de l'objet en analysant la courbe de visibilité produite par les données. Pour commencer voici l'inventaire de quelques modèles simples pertinents pour la description des milieux d'étoiles évoluées avec des modèles de disques. Lorsque nous observons un environnement d'étoile évoluée dont la géométrie est totalement inconnue, il est d'usage de commencer par le modèle le plus simple : celui d'un disque uniforme.

1.6.1.1 Disque Uniforme

La distribution de brillance d'un disque uniforme dans le plan image s'écrit de la façon suivante :

$$I_{DU} = \begin{cases} \frac{4}{\pi\theta_{DU}^2} & \text{si } r < \frac{\theta_{DU}}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (1.15)$$

ce qui donne dans le plan Fourier :

$$V_{DU} = 2 \frac{J_1(\pi q \theta_{DU})}{(\pi q \theta_{DU})} = 2 \text{Jinc}(\pi q \theta_{DU}) \quad (1.16)$$

où J_1 représente la fonction de Bessel d'ordre 1, q la fréquence spatiale B/λ et θ_{DU} le diamètre angulaire du disque uniforme exprimé en radian. J_1 possède son premier zéro de visibilité pour $q = \frac{1.22}{\theta_{DU}}$. De ce fait, si nous connaissons la fréquence spatiale du premier zéro de visibilité, nous pouvons estimer le diamètre angulaire de l'objet en réécrivant la formule précédente sous la forme suivante : $\theta_{DU} = 1.22 * q$. Prenons la représentation graphique de la courbe de visibilité d'un disque uniforme de 40 mas de la Figure 1.13. Le premier zéro de la visibilité se situant à la fréquence spatiale $q_1 = 6.29 * 10^6$, nous retrouvons à l'aide de la formule précédente le diamètre angulaire du disque uniforme théorique de 40 mas.

1.6.1.2 Disque assombri

Dans le cadre des étoiles, l'opacité de l'atmosphère produit un assombrissement de la brillance du centre vers le limbe. Plus cet effet est prononcé, plus la fonction de visibilité dévie de celle d'un disque uniforme (cf. Figure 1.14). La distribution de brillance à une variable d'un disque assombri et la courbe de visibilité associée s'écrivent sous la forme suivante (Hanbury Brown et al., 1974) :

$$I_{DA} = \begin{cases} \frac{4}{\pi\theta_{DA}^2} * \frac{1}{(1-\gamma u_\lambda)} * \left(1 - u_\lambda * \left(1 - \frac{\cos(\pi r)}{\theta_{DA}}\right)\right) & \text{si } r < \frac{\theta_{DA}}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (1.17)$$

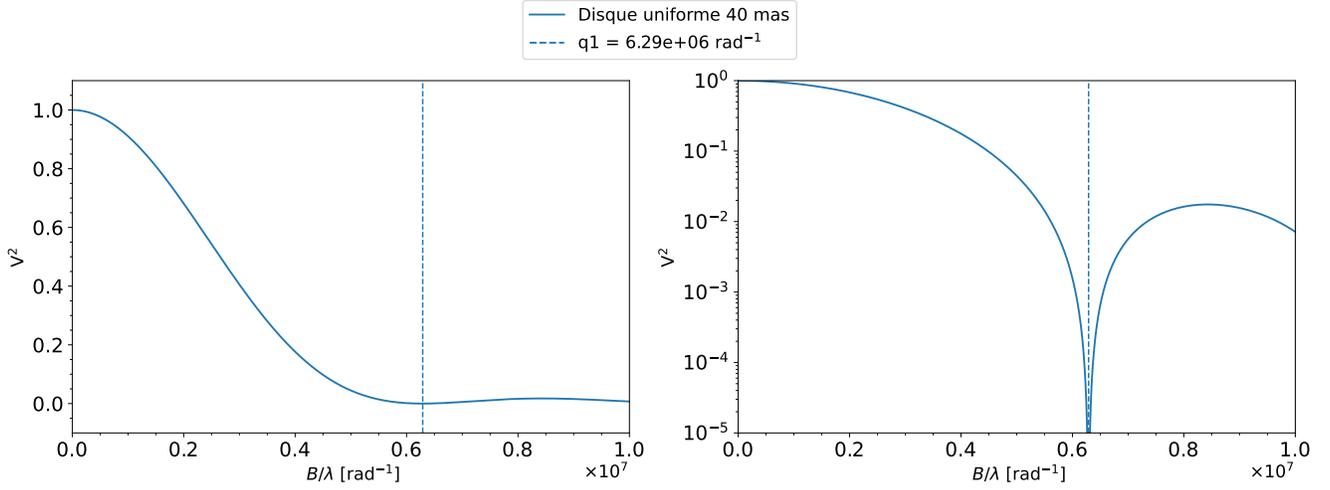


FIGURE 1.13 – Représentation graphique en échelle linéaire et logarithmique de la courbe de visibilité d'un disque uniforme de diamètre angulaire de 40 mas.

$$V_{DA} = \frac{\alpha Jinc(x) + \beta \sqrt{\pi/2} J_{3/2}(x)/x^{3/2}}{(\alpha/2 + \beta/3)^2}; \quad (1.18)$$

avec $\alpha = 1 - u_\lambda$, $\beta = u_\lambda$, u_λ le facteur d'assombrissement, $\gamma = 1 - 4\pi + 8/\pi^2$ et $x = \pi q \theta_{DA}$ avec θ_{DA} correspondant au diamètre angulaire du disque assombri. Le facteur d'assombrissement varie de $u_\lambda = 0$ dans le cas d'un assombrissement nul à $u_\lambda = 1$ pour un assombrissement maximal. Nous remarquons de suite que si $u_\lambda = 0$, nous retrouvons la formule obtenue dans le cas d'un disque uniforme. La Figure 1.14 nous montre la différence entre les courbes de visibilité d'un disque uniforme de diamètre angulaire de 40 mas et un disque assombri de 40 mas avec pour facteur d'assombrissement $u_\lambda = 0.5$. Nous remarquons que l'assombrissement du disque provoque un rétrécissement apparent de la taille angulaire de l'objet et donc un zéro de visibilité du disque assombri se situant à plus haute fréquence spatiale q_2 que celui du disque uniforme situé à la fréquence q_1 . Il est également possible de retrouver la taille équivalente du disque uniforme θ_{DU} à partir de la taille angulaire du disque assombri θ_{DA} en utilisant l'approximation suivante (Hanbury Brown et al., 1974) :

$$\frac{\theta_{LD}}{\theta_{UD}} = \left[\frac{1 - u_\lambda/3}{1 - 7u_\lambda/15} \right]^{1/2}; \quad (1.19)$$

1.6.1.3 Disque gaussien

Dans le cas où la photosphère de l'étoile n'est pas visible à cause d'un environnement moléculaire ou poussiéreux qui domine la distribution de brillance (ce qui est la cas pour la plus part des étoiles évoluées), la distribution de brillance se rapproche fortement d'une distribution gaussienne. Ainsi la distribution de brillance et la visibilité peut s'exprimer par le modèle gaussien suivant :

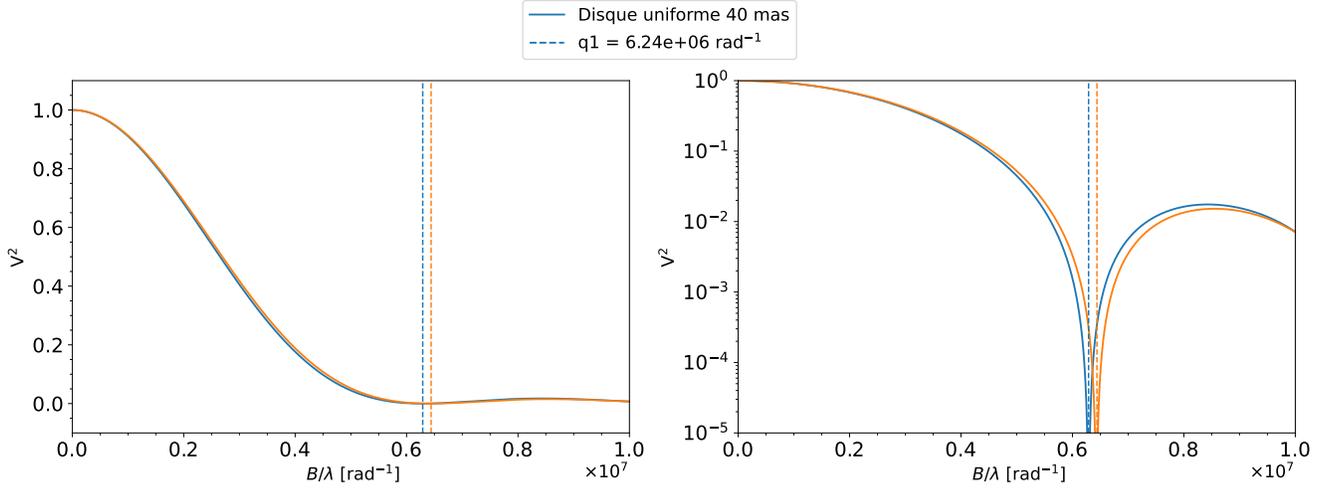


FIGURE 1.14 – Représentation graphique en échelle linéaire et logarithmique de la courbe de visibilité d’un disque uniforme de diamètre angulaire de 40 mas et d’un disque assombri de même taille possédant un facteur d’assombri de $u_\lambda = 0.5$ (orange).

$$I_G = \sqrt{\frac{4 \log(16)}{\pi FWHM^2}} \times \exp\left(-\left(\frac{r}{FWHM}\right)^2 4 \log(2)\right) \quad (1.20)$$

$$V_G = \exp\left(\frac{-\pi FWHM q}{4 \log(2)}\right) \quad (1.21)$$

avec $FWHM$ correspondant à la largeur à mi-hauteur de la Gaussienne.

1.6.2 Combinaisons de modèles analytiques

Pour les environnements complexes, il est parfois nécessaire de modéliser la courbe de visibilité à l’aide de plusieurs composantes. La formule générale des visibilités dans le cadre d’un modèle à plusieurs composantes est la suivante (Malbet et Perrin, 2007) :

$$V_{TOT} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} (V_i * F_i)}{\sum_{i=0}^{N-1} F_i} \quad (1.22)$$

où $V_i * F_i$ correspond au flux cohérent du i -ème modèle avec V_i sa courbe de visibilité et F_i le flux total de l’objet.

1.6.3 Exemples d'applications

Dans cette sous-section je présente deux modèles à deux composantes souvent utilisées pour décrire les environnements d'étoiles évoluées : 1/ un disque gaussien baigné dans un fond thermique et 2/ un disque gaussien couplé à une structure non résolue. La modélisation des données interférométriques a été effectuée en utilisant l'outil ASPRO du JMMC capable de calculer des modèles paramétriques de visibilité (Duchene et al., 2004).

1.6.3.1 Disque gaussien et fond thermique

Dans ce cas de figure, nous représentons un modèle de disque gaussien G auquel se rajoute un fond thermique gaussien FTH .

$$V_{TOT} = \frac{V_G * F_G + V_{FTH} * F_{FTH}}{F_G + F_{FTH}} \quad (1.23)$$

L'émission thermique est une émission qui peut-être prédominante, comme par exemple une enveloppe plus grande que le champ de l'instrument dans laquelle "baigne" l'objet central. Ainsi la structure responsable de cette émission est très largement résolue par l'instrument et possède une visibilité quasi-nulle. Ceci va avoir un impact important sur les visibilités notamment celles observées à courtes fréquences spatiales par l'instrument : la visibilité du disque gaussien est proche de 1 donc $V_G \sim 1$ et comme nous venons de le voir $V_{FTH} \sim 0$. Ainsi nous pouvons donc, pour les plus basses fréquences spatiales observées par l'instrument dans l'infrarouge ($\sim 10^6 rad^{-1}$), récrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$V_{TOT} = \frac{1}{1 + F_{FTH}/F_G} \quad (1.24)$$

Nous pouvons alors isoler le rapport de flux entre les deux composantes :

$$\frac{F_{FTH}}{F_G} = \frac{1}{V_{TOT}} - 1 \quad (1.25)$$

La valeur de la visibilité aux plus basses fréquences spatiales observées par l'instrument, nous donne ainsi directement la valeur du rapport de flux entre la composante étendue FTH et la composante centrale G du modèle. Ainsi, si les données ne présentent pas une valeur de visibilité proche de 1 aux courtes fréquences spatiales, cela veut dire : 1) qu'une composante très résolue est présente et 2) que son rapport de flux par rapport à la composante centrale peut-être estimé à l'aide de la formule ci-dessus.

La Figure 1.15 représente la courbe de visibilité carrée théorique d'un modèle composé d'une gaussienne de $FWHM_G = 40$ mas possédant un flux normalisé $F_G = 1$, et d'un objet gaussien étendu très résolu $FWHM_{FTH} = 1000$ mas possédant une valeur de flux normalisé à $F_{FTH} = 0.8$. Le rapport de flux entre la composante étendue FTH et le disque gaussien G est donc de 0.8. Les valeurs proches de la fréquence 0 observée dans la Figure 1.15 ne sont pas des fréquences échantillonnées par les interféromètres en infrarouge, ainsi la plus grande valeur de visibilité observée sera celle du plateau observée autour de $V_1^2 \sim 0.30$. En utilisant la formule ci-dessous et en remplaçant V_{TOT} par $(V_1^2)^{1/2} \sim 0.55$, nous retrouvons

alors notre rapport de flux $F_{FTH}/F_G \sim 0.8$.

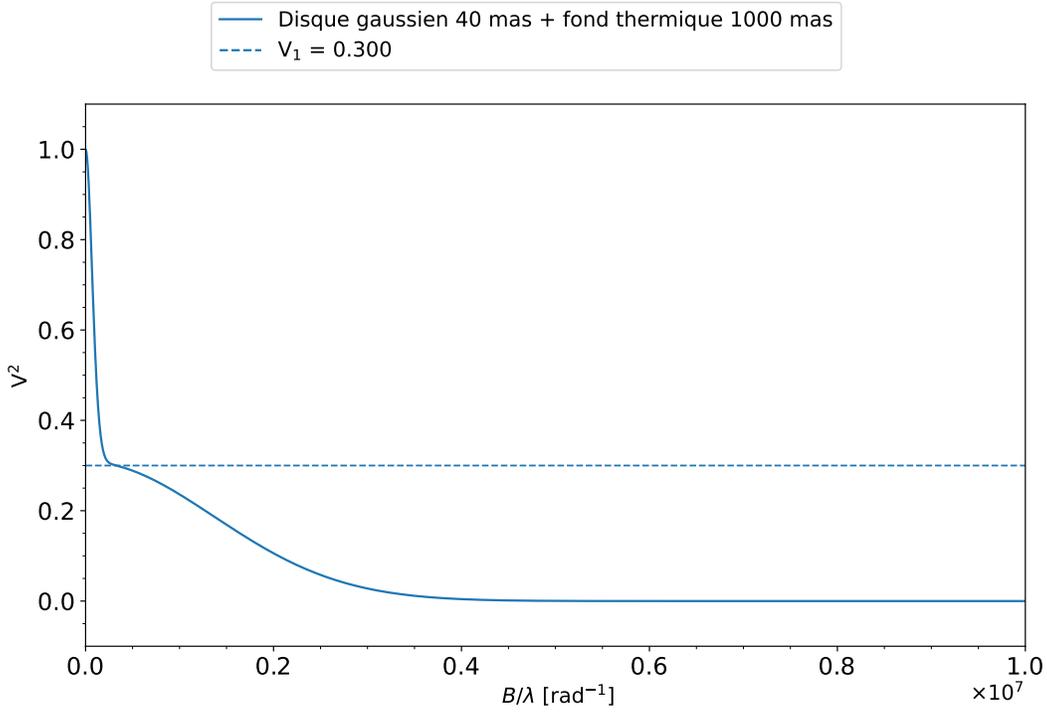


FIGURE 1.15 – Représentation graphique en échelle linéaire de la courbe de visibilité d'un disque gaussien de FWHM de 40 mas couplé avec un fond thermique FTH gaussien de FWHM de 1000 mas.

1.6.3.2 Disque gaussien et objet non résolu

Considérons le cas d'un disque gaussien G accompagné d'un objet non résolu ONR . Le modèle à deux composantes s'écrit donc de la façon suivante :

$$V_{TOT} = \frac{V_G * F_G + V_{ONR} * F_{ONR}}{F_G + F_{ONR}} \quad (1.26)$$

Intéressons nous cette fois-ci aux grandes fréquences spatiales. Dans ce cas de figure, la visibilité du disque gaussien possède une valeur quasi-nulle $V_G \sim 0$, tandis que le modèle de l'objet non-résolu possède une visibilité égale à 1 $V_{ONR} = 1$. De ce fait nous obtenons une formule similaire à celle obtenue dans le paragraphe précédent :

$$V_{TOT} \sim \frac{1}{\frac{F_G}{F_{ONR}} + 1}; \quad (1.27)$$

de sorte que :

$$\frac{F_G}{F_{ONR}} \sim \frac{1}{V_{TOT}} - 1. \quad (1.28)$$

Ainsi les données de visibilité forment un plateau à haute fréquence spatiale, nous pouvons facilement obtenir une estimation directe du rapport de flux entre la source centrale et l'objet non résolu (qui peut-être une structure à la surface de l'étoile ou un compagnon autour de l'objet central).

La Figure 1.16 montre l'exemple d'une courbe de visibilité carré d'un modèle composé d'une gaussienne possédant une $FWHM = 40$ mas et un flux normalisé $F_G = 1$, accompagné d'un objet non résolu de diamètre angulaire $\theta_{ONR} = 0.5$ mas de flux $F_{ONR} = 0.8$. Nous observons un plateau à haute fréquence spatiale, la courbe de visibilité n'atteint pas des valeurs proches de 0 à cause de la contribution de l'objet non résolu. En utilisant la valeur $V_{TOT} = (V_2^2)^{1/2} = 0.197$ dans l'équation ci-dessus, nous retrouvons alors le rapport de flux $F_G/F_{ONR} \sim 1.25$.

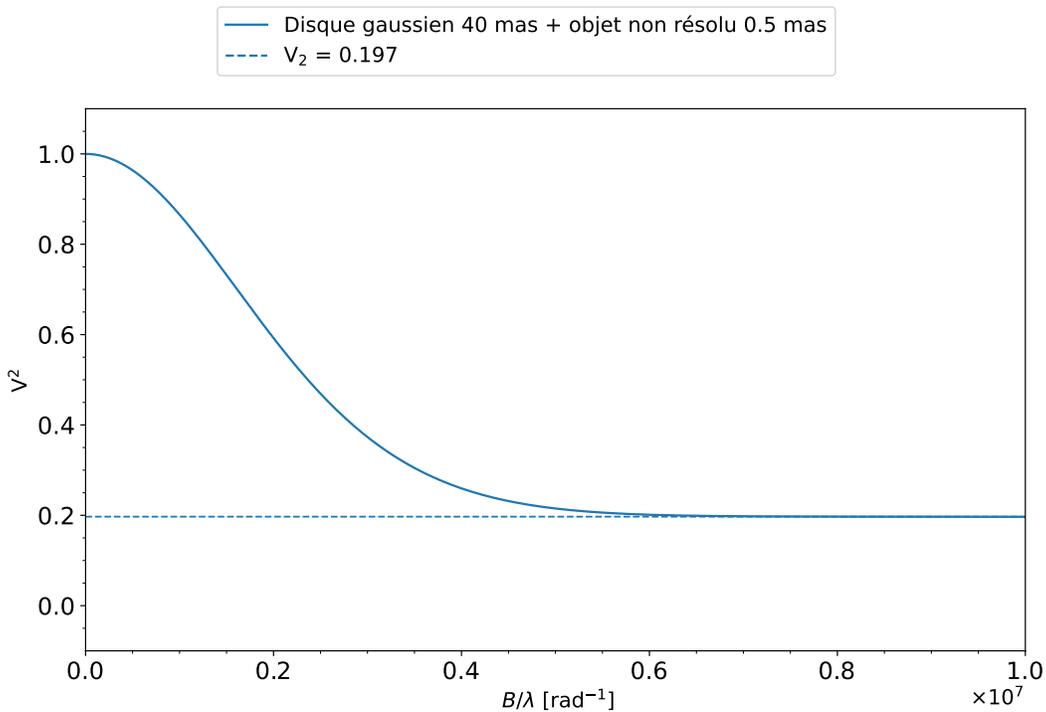


FIGURE 1.16 – Représentation graphique en échelle linéaire de la courbe de visibilité d'un disque gaussien avec une FWHM de 40 mas couplé avec un objet non résolu par l'interféromètre de diamètre angulaire de 0.5 mas.

Les modèles analytiques simples sont utiles pour se faire une idée globale du type d'environnement auquel nous avons affaire mais ne suffisent pas à reproduire les observables et décrire correctement l'environnement observé. De plus, si nous voulons prendre en compte la présence d'asymétries (ce qui est souvent le cas dans le cadre des étoiles évoluées : binarité, nuages de poussières, surdensités moléculaires dans l'enveloppe, cellules convectives à la surface) il faut prendre en compte l'information de la phase de clôture. Dans ce cas, les modèles analytiques sont beaucoup plus compliqués et il est alors nécessaire, si les données le permettent, d'utiliser la reconstruction d'image.

1.6.4 La reconstruction d'image

La méthode d'ajustement par le biais d'un modèle analytique et par reconstruction d'image est assez similaire à la fois sur le fond et sur la forme. La différence principale entre les deux méthodes réside dans le fait qu'un modèle analytique possède moins de paramètres libres (degrés de liberté) que de nombres d'observables tandis que la reconstruction d'image en possède tout autant voire plus. Le fait de posséder plus de degrés de liberté que d'observables crée des soucis d'unicité de la solution. Comme expliqué dans la Section 1.4.1, compléter un plan (u,v) nécessite l'utilisation de nombreuses lignes de bases données par des configurations différentes ce qui réclame de nombreuses nuits d'observations. Un plan (u,v) n'est cependant jamais complet et présente toujours des "trous". C'est la raison pour laquelle la reconstruction d'image n'est pas un problème direct mais un problème inverse. Nous cherchons à reconstruire une quantité physique inconnue à partir de mesures. Ces "trous" dans le plan (u,v) entraînent également des artefacts de reconstruction dans le plan image faisant apparaître des structures qui ne sont pas réelles causant un biais dans l'interprétation des données. Afin de fournir l'information manquante dans le plan des fréquences, nous utilisons une approche probabiliste. Pour cela, nous faisons des a priori sur la source en supposant, par exemple, une distribution de brillance initiale. La reconstruction d'image permet de reconstruire des formes et des environnements complexes mais reste cependant très dépendante de la complétude dans le plan de Fourier.

Une reconstruction d'image avancée qui exploite de façon judicieuse les données n'est donc pas une simple transformée inverse du plan de Fourier reconstruit à partir des observations interférométriques. La méthode de reconstruction d'image fait intervenir une famille générale de méthodes incluant la famille probabilistes : cette méthode propose de fournir l'image la plus probable de l'environnement observé. Afin de mieux comprendre cet aspect, il est nécessaire de faire quelques rappels sur certaines notions.

1.6.4.1 La vraisemblance

La vraisemblance d'un modèle correspond à une mesure de l'écart entre les données et le modèle via une densité de probabilité. En astrophysique, il est généralement très rare qu'un modèle décrive exactement les mesures, nous allons donc chercher le modèle qui maximise le plus la valeur de vraisemblable (appelé aussi "likelihood" en anglais). Dans le cas particulier où l'écart entre le modèle et les mesures notées x_i (appelé résidu) suit une loi gaussienne de type $X \sim \mathcal{N}(\mu_g, \sigma^2)$ (loi normale) la vraisemblance s'exprime alors de la manière suivante (Ivezić et al., 2014) :

$$L \equiv p(x_i|M) \equiv p(x_i|\mu_g, \sigma) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x_i - \mu_g)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (1.29)$$

où $L \equiv p(x_i|M)$ peut se lire comme la probabilité d'obtenir les données x_i sachant un modèle M donné. En prenant le logarithme de cette équation nous avons alors :

$$\ln L(\mu) = C - \sum_{i=1}^N \left(\frac{(x_i - \mu_g)^2}{2\sigma_i^2} \right) = C - \frac{1}{2} \chi^2, \quad (1.30)$$

avec C une constante. Nous remarquons alors que l'estimateur de vraisemblance du modèle dans ce

cas particulier peut-être estimé par une distribution de χ^2 (prononcé "chi carré") avec $N-k$ degrés de liberté où k est le nombre de paramètres du modèle et N le nombre de données à simulées (Andrae et al., 2010). On estime qu'un ajustement optimal de χ^2 normalisé par le degré de liberté (appelé "chi carré réduit" et noté χ_{red}^2) correspond à :

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N-k} \chi^2 \approx 1 \quad (1.31)$$

Dans le cas de figure où χ_{red}^2 est proche de 1 cela signifie que les erreurs associées aux mesures et le modèle représentant les mesures sont cohérents. Si $\chi_{red}^2 \ll 1$ les erreurs sont probablement surestimées tandis que si $\chi_{red}^2 \gg 1$ soit les erreurs associées aux mesures sont sous-estimées, soit le modèle n'est pas capable de reproduire correctement les données.

Ainsi, le modèle possédant la vraisemblance la plus haute $L(M)_{max}$ parmi un ensemble de modèles M_i fournit la meilleure description possible des données. Cependant, ce n'est pas nécessairement le meilleur modèle possible surtout quand ces derniers possèdent un trop grand nombre de paramètres. La complexité d'un modèle peut alors rentrer en compte comme un critère venant pénaliser la pertinence d'un modèle donné mais ceci sort de notre champ d'intérêt et ne sera pas abordé.

1.6.4.2 L'approche Bayésienne

L'approche Bayésienne permet de tenir compte des informations antérieures (a priori) et vise à estimer pour l'ensemble des k paramètres du modèle $\theta = \theta_p$ avec $p = 1, \dots, k$. une densité de probabilité et ne se contente pas uniquement de trouver le paramètre idéal (Ivezić et al., 2014). La méthode classique analysée précédemment et la méthode Bayésienne partagent un point commun qui est la fonction de vraisemblance $p(D|M)$. Le théorème de Bayes s'exprime de la façon suivante :

$$p(M, \theta|D) = \frac{p(D|M, \theta)p(M, \theta)}{p(D)} \quad (1.32)$$

où D représente les données et M le modèle. Le théorème de Bayes nous explique que la probabilité à posteriori de trouver un modèle décrivant les données sachant les données $p(M|D)$ est proportionnel à la probabilité à priori de retrouver les données sachant le modèle $p(D|M)$ (la vraisemblance). $p(M, \theta)$ représente le "prior" c'est à dire la distribution de modèles probables pouvant décrire les données. Je vais également introduire un nouveau terme I qui contient l'information antérieure et les hypothèses faites en amont sur les propriétés du modèle qui serait le plus à même à décrire les données visant à réduire le champ des possibles de $p(M, \theta)$. En incluant ce terme dans l'équation ci-dessus, nous avons alors :

$$p(M, \theta|D, I) = \frac{p(D|M, \theta, I)p(M, \theta|I)}{p(D|I)} \quad (1.33)$$

où $p(M, \theta|D, I)$ est appelé la densité de probabilité a posteriori pour le modèle M et les paramètres θ associés sachant des données D et des informations de "prior" I . $p(D|M, \theta|I)$ est quand à lui toujours la vraisemblance pour un modèle donnée décrit par des paramètres θ et une information de "prior" I . $p(M, \theta|I)$ est donc le "prior" contraint par une information a priori sur l'objet. (Ivezić et al., 2014).

Cette vision du monde des probabilités est utilisé dans de nombreux domaines et notamment en astrophysique et en reconstruction d'image.

1.6.4.3 L'approche Bayésienne au service de la reconstruction d'image

Pour comprendre comment l'approche Bayésienne est formalisée dans le processus d'ajustement de la reconstruction d'image reprenons l'équation 1.33. Le terme $p(D|I)$ est un terme de normalisation qui ne dépend pas des modèles utilisés, nous pouvons alors récrire à une constante près le logarithme de l'équation 1.33 comme :

$$\ln(p(M, \theta|D, I)) = \ln(p(D|M, \theta, I)) + \ln(p(M, \theta|I)) \quad (1.34)$$

Si la probabilité $p(D|M, \theta, I)$ possède une distribution gaussienne on se retrouve alors avec une distribution de χ^2 . Si $p(M, \theta|I)$, le terme de prior, possède également une distribution gaussienne, il apparaît sous la forme d'une fonction notée f_{prior} :

$$f_{tot} = \chi^2 + \mu f_{prior} \quad (1.35)$$

Un "prior" en reconstruction d'image est donc une fonction f_{prior} qui traduit mathématiquement les connaissances a-priori fait sur les propriétés de l'objet étudié. Il est également accompagné d'un autre terme multiplicatif appelé hyper-paramètre (noté μ) correspondant au poids donné à cette fonction de "prior" sur l'ajustement global, le tout étant appelé fonction de régularisation (noté f_{reg}).

Bien qu'il n'existe actuellement aucune méthode universelle pour estimer la bonne valeur de μ , certaines techniques sont utilisées en reconstruction d'image pour donner une approximation telle que la méthode "L-curve" ("courbe en L") (Monnier et al., 2014). Cette méthode consiste à tracer la valeur du χ^2 en fonction des valeurs de l'hyperparamètre et à chercher la valeur de μ où les valeurs de χ^2 augmentent fortement (cf. Figure 1.17). Cela signifie que la fonction de régularisation possède un poids beaucoup trop important par rapport aux mesures qui se voient ainsi devenir négligeables dans le processus d'ajustement. C'est bien-sûr une configuration que nous voulons éviter le plus possible. La complexité de cette méthode est donc de trouver le bon compromis entre le poids donné à l'a priori et les mesures pendant l'ajustement.

1.7 RHAPSODY : un nouvel outil de reconstruction d'image

RHAPSODY² (Reconstruction Hankel rAdial Profiles in centro-Symmetric Objects with Discrete rings for astrophysics) est basé sur l'approche Bayésienne décrite précédemment. Les codes de reconstruction d'image ont souvent l'inconvénient de posséder plus de paramètres libres que de mesures ce qui entraîne un problème d'unicité de la solution et parfois des soucis de sur-ajustement biaisant la vraisemblance du modèle lors de l'ajustement. De ce constat, j'ai entrepris de créer un logiciel de reconstruction d'image capable de fournir une image basée sur un modèle à anneaux concentriques possédant moins de paramètres libres que les outils classique de reconstruction améliorant considérablement la dynamique, la sensibilité et la convergence de l'ajustement. Au lieu d'utiliser des méthodes classiques de reconstruction

2. freely available on Github <https://github.com/jdrevon/RHAPSODY>

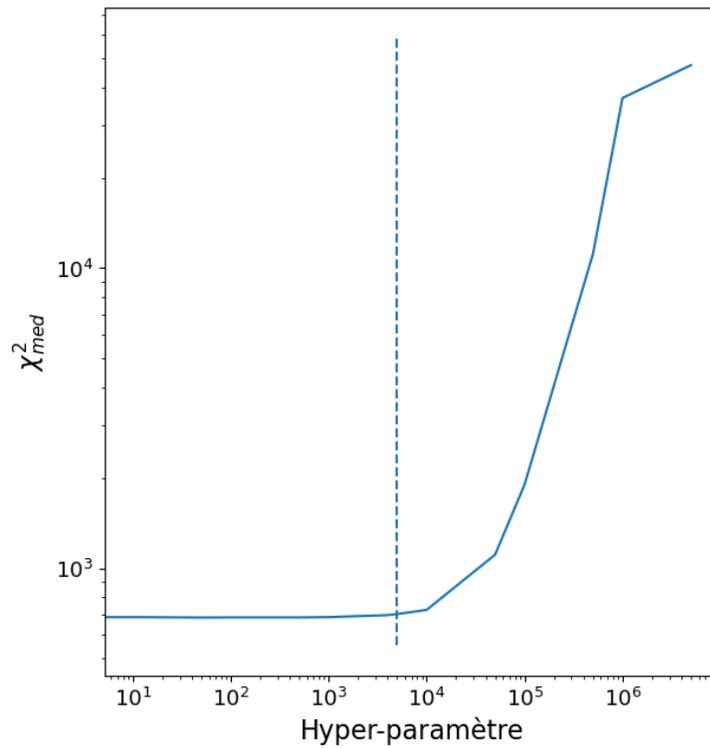


FIGURE 1.17 – Exemple de courbe en L représentant la valeur médiane du χ^2 sur l'ensemble des longueurs d'ondes ajustées en fonction de la valeur de l'hyper-paramètre. La ligne bleue verticale représente la valeur d'hyper-paramètre $\mu=5000$ sélectionnée correspondant à la valeur juste avant que les valeurs de χ^2 augmentent fortement.

d'image (comme le font la plupart des logiciels existants) RHAPSODY prends des méthodes que nous retrouvons en ajustement de modèle afin de reconstruire des profils radiaux d'intensité à l'aide des visibilités mesurées. Ce nouvel outil n'a pas pour but de remplacer les outils de reconstruction d'image actuellement disponibles mais se veut complémentaire. Le but premier de ce code est de fournir de façon rapide et robuste un résultat capable de représenter de la façon la plus fidèle possible un environnement circumstellaire à partir d'un modèle centro-symétrique chromatique.

1.7.1 Les anneaux et le profil de Hankel

RHAPSODY utilise une succession d'anneaux concentriques pour contraindre la forme géométrique de l'environnement et reproduire le profil radial d'intensité. Le profil radial d'intensité total modélisé s'écrit donc sous la forme suivante :

$$I_{\text{Hankel}}[h_k(\lambda)] = \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda) \frac{\Pi(\theta_{k+1}) - \Pi(\theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2} \quad (1.36)$$

où $\Pi(\theta)$ correspond à la fonction porte de diamètre θ . L'intensité h_k associée à chaque anneau doit être forcément positive et inférieure ou égale à l'intensité associée à l'anneau central h_0 pour chaque longueur d'onde. Dans le cas des environnements d'étoiles évoluées que j'ai eu à traiter, il est peu probable de trouver des structures périphériques plus brillantes que l'objet central. La contrainte imposée par RHAPSODY peut s'écrire alors sous la forme $h_k \leq h_0$.

Connaissant l'intensité totale de l'image modélisée, nous pouvons alors estimer la visibilité associée par l'expression suivante :

$$V_{\text{Hankel}}[q, a_k(\lambda)] = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} a_k(\lambda) \frac{\theta_{k+1}^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_{k+1}) - \theta_k^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2}, \quad (1.37)$$

où le coefficient noté a_k correspond au coefficient appliqué aux visibilités et pouvant être assimilé à une variable de flux exprimée de la façon suivante :

$$a_k(\lambda) = \frac{h_k(\lambda)}{\sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda)} \quad (1.38)$$

Nous remarquons ici que l'équation de visibilité d'un anneau peut-être définie par une simple soustraction de deux disques uniformes d'épaisseurs non nulles. Les valeurs de visibilité sont calculées préalablement à l'ajustement pour diminuer le temps de calcul.

1.7.2 La reconstruction d'image

La procédure décrite précédemment, est la procédure standard que suit le code RHAPSODY pour reconstruire un environnement circumstellaire. Maintenant nous allons expliquer sur quel critère se base

RHAPSODY pour savoir si le modèle peut-être considéré comme vraisemblable.

Dans un premier temps, RHAPSODY utilise le critère de χ^2 :

$$\chi^2(\lambda) = \sum_q \frac{\left(V_{\text{Hankel}}^2[q, a_k(\lambda)] - V_{\text{obs}}^2[q] \right)^2}{\sigma_{\text{obs}}^2} \quad (1.39)$$

Ce critère d'ajustement nous permet de définir quel modèle est le plus probable pour décrire les données si on suppose une distribution gaussienne des erreurs. Cette fonction que nous voulons minimiser porte le nom de fonction de minimisation notée f_{tot} .

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = \chi^2(\lambda) \quad (1.40)$$

En effectuant une régularisation avec une minimisation par χ^2 , nous risquons de nous heurter au problème du grand nombre d'anneaux concentriques à la suite pouvant induire des artefacts de reconstruction. Ce comportement est classique en reconstruction d'image et provient d'une accumulation de contraintes liées à un nombre importants de paramètres libres par rapport au nombre de mesures mais aussi aux trous dans le plan (u,v) dans l'espace de Fourier. De ce fait, il est d'usage d'ajouter un degré de complexité supplémentaire à la fonction de minimisation : c'est là où l'approche Bayésienne rentre en jeu. Il faut ajouter un "a priori" pour forcer la convergence à se faire en présupposant une ou plusieurs propriétés géométriques de l'objet (ex : la régularité de la distribution de brillance de la source). La fonction de minimisation devient alors :

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = \chi^2(\lambda) + \mu f_{\text{prior}}(\lambda) \quad (1.41)$$

1.7.3 Les termes de régularisation

Actuellement il existe deux fonctions de régularisation dans RHAPSODY :

— Lissage Quadratique ("Quadratic Smoothness : QS")

$$f_{\text{smooth}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \sqrt{\left[h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda) \right]^2}, \quad (1.42)$$

où h_k est l'intensité associée au k -ième anneau et N_{step} est le nombre total d'anneaux. Cette fonction tend à minimiser les variations entre deux anneaux successifs afin qu'il n'y ait pas de forts gradients entre les intensités de chaque anneaux fournissant ainsi un profil global lissé.

— Variation Totale ("Total Variation : TV")

$$f_{\text{var}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \left[\frac{h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda)}{\theta_{k+1} - \theta_k} \right]^2, \quad (1.43)$$

Cette régularisation tend à reconstruire une intensité plus uniforme avec des bords francs.

Ces deux fonctions de régularisation sont deux fonctions très utilisées en reconstruction d'image et celles avec lesquelles je suis arrivé à de meilleurs résultats avec RHAPSODY. D'autres fonctions de régularisation viendront sûrement étoffer celles déjà disponibles dans les prochaines mises à jour.

Une fois le prior sélectionné, l'utilisateur définit par une liste l'espace discret des hyperparamètres à explorer lors de l'ajustement. Une fois la paramétrisation Bayésienne effectuée, il faut ensuite choisir la méthode d'ajustement définie par la variable `fitting_method`. La méthode d'ajustement utilisée au courant de cette thèse est la méthode COBYLA (Powell, 2007) qui permet, contrairement à une méthode d'ajustement des moindres carrés classiques, de réduire la probabilité de tomber dans des minimums locaux. Il est également possible de spécifier le degré de tolérance et le nombre maximum d'itérations à l'aide des variables `tolerance` et `max_iterations`.

1.7.4 Configurations des paramètres initiaux

Au cours de mon année de thèse, j'ai amélioré les performances du code afin qu'il puisse s'adapter pleinement aux données interférométriques MATISSE mais également à ceux d'autres interféromètres comme CHARA. En théorie, le logiciel est capable de s'adapter à n'importe quel instrument interférométrique du moment que ce dernier stocke ses mesures au format standard OIFITS (Duvert et al., 2017).

Le format OIFITS est un format spécifique au stockage des données interférométriques et la connaissance de sa structure peut-être utile pour la compréhension détaillée des étapes qui vont suivre. Je fais ici une énumération non-exhaustive des données utilisées dans le cadre de RHAPSODY et présentes au sein d'un fichier OIFITS, si le lecteur désire avoir une compréhension plus globale de ce format, je l'invite à lire le papier de Duvert et al. (2017) sur le format OIFITS. RHAPSODY utilise uniquement les données de visibilité et peut également avoir besoin des données de flux :

- Les données de visibilité carrées (V^2) sont stockées dans la table nommée `OI_VIS2`. Pour une seule exposition, chaque ligne de base fournit une valeur de visibilité par longueur d'onde. Dans le cas d'une observation avec un réseau de 4 télescopes comme pour MATISSE, nous avons donc 6 tableaux différents par exposition dont la taille est définie par le nombre de longueurs d'onde. D'autres informations sont également disponibles dans cette table comme l'erreur associée aux visibilité carrées ou les coordonnées (U,V) des lignes de bases.
- Le flux quant à lui est stocké dans la table `OI_FLUX`. Pour une seule exposition, il existe autant de tableau de flux que de télescopes différents, la taille du tableau est également dépendante du nombre de longueur d'onde.
- La table `OI_WAVELENGTH` regroupe un unique tableau contenant la liste des longueurs d'onde utilisées durant les observations.

RHAPSODY va donc venir récupérer les informations nécessaires dans ces différentes tables afin de les utiliser pour effectuer la reconstruction d'image. L'utilisateur doit cependant rentrer quelques paramètres initiaux en modifiant des variables se situant dans le script `rhapsody_init.py` concernant :

— **la lecture des fichiers OIFITS** : cette catégorie de paramètres permet d’initialiser les variables en lien avec la lecture des fichiers et le stockage des données.

- Afin de faciliter la lecture des fichiers OIFITS l’utilisateur peut spécifier le nombre de télescopes utilisés par l’instrument à la variable `n telescopes` ;
- RHAPSODY lit un unique fichier concaténé ou un ensemble de fichiers individuels, l’utilisateur doit aller spécifier quel type de fichier le code doit s’attendre à traiter. Dans le cas d’un fichier concaténé, l’utilisateur associe alors à la variable `CONCATENATE` la valeur `True` et dans le cas de plusieurs fichiers individuels la valeur `False` ;
- RHAPSODY ne travaille qu’avec des visibilitées et rejette automatiquement tous les fichiers possédant des flux cohérents. RHAPSODY rejette alors automatiquement tous les fichiers ne possédant pas de données photométriques se traduisant par une absence de la table `OI_FLUX`. Si l’absence de la colonne `OI_FLUX` ne retranscrit pas une absence de visibilitées, l’utilisateur peut alors modifier la valeur par défaut de la variable `OIFITS_FLUX` en `False` ;
- L’utilisateur possède également la capacité d’utiliser une méthode de filtrage des mesures de visibilitées basée sur une routine utilisée dans le pipeline MATISSE. Pour activer ce filtrage l’utilisateur peut attribuer la valeur `True` à la variable `REFLAGGING_DATA`. La routine ne change pas les fichiers OIFITS originaux mais travaille uniquement sur une copie de ces fichiers chargée en mémoire ;
- Si les erreurs associées aux mesures de visibilitées sont sous-estimées, il se peut que l’ajustement ne puisse pas couvrir un espace des paramètres suffisant pour trouver une solution probable. L’utilisateur peut alors décider d’ajouter arbitrairement par somme quadratique une erreur supplémentaire aux erreurs existantes avec une valeur qui devra être stipulée en utilisant la variable `ERROR_SUP`.

— **l’initialisation de la structure du modèle** : cette catégorie de paramètres permet d’initier la structure du modèle d’anneaux concentriques et le profil initial à utiliser pour débiter la reconstruction d’image.

Le modèle utilisé par RHAPSODY est composé d’un disque uniforme central entouré d’anneaux concentriques. L’utilisateur spécifie la taille et le nombre d’anneaux pour reconstruire l’image en modifiant respectivement les variables `size_ring` et `nbr_ring`. Ces deux paramètres sont capitaux et dépendent fortement de la résolution de l’instrument et de la longueur d’onde utilisée lors des observations. Une fois l’architecture initiale de la reconstruction d’image définie, il faut donner un profil initial à RHAPSODY pour démarrer son ajustement. Dans la version actuelle du code, l’utilisateur peut choisir entre trois profils initiaux définis par le mot-clef associé à la variable `INIT` :

- ‘G’ : profil gaussien de largeur à mi-hauteur défini par la variable `FWHM` ;
- ‘PW’ : loi de puissance en $1/r^\alpha$ de puissance α définie par la variable `alpha` ;
- ‘D’ : disque uniforme de diamètre angulaire défini par la variable `diam_disk`.

RHAPSODY possède également une variante 2D : le code permet de choisir des inclinaisons et des rotations à la reconstruction des profils radiaux en associant la valeur `True` à la variable `inc_flag`. Il faut ensuite spécifier l’initialisation du degré d’inclinaison `inc_guess` et de l’angle de rotation `angle_guess`.

1.7.5 Rotation et inclinaison

J'ai également programmé RHAPSODY pour qu'il puisse, durant l'ajustement, appliquer au modèle un ensemble de rotations et d'inclinaisons afin d'améliorer la convergence pour des environnements non sphériques. Une des solutions à apporter concerne le temps de calcul : il est évident que de passer d'un modèle 1D à un modèle 2D ajoute un temps de calcul supplémentaire non-négligeable. Pour s'affranchir du problème du passage 1D au 2D, j'ai décidé d'utiliser les propriétés centro-symétriques du modèle. En effet, la rotation et l'inclinaison conservent les propriétés centro-symétriques du modèle. De ce fait la courbe de visibilité obtenue lors d'un ajustement 1D possède toute l'information nécessaire pour simuler une inclinaison i ou une rotation θ pour passer à un modèle 2D. L'inclinaison s'applique dans un premier temps dans le plan de Fourier par le biais du facteur de compression $\cos(i)$:

$$\text{Plan Fourier : } \begin{cases} u' = u \\ v' = v/\cos(i) \end{cases} \quad \text{Plan Image : } \begin{cases} x' = x \\ y' = y * \cos(i) \end{cases} \quad (1.44)$$

Puis s'ensuit l'application de la rotation θ par changement de coordonnées :

$$\text{Plan Fourier : } \begin{cases} u'' = u' \sin(\theta) + v' \cos(\theta) \\ v'' = -u' \cos(\theta) + v' \sin(\theta) \end{cases} \quad \text{Plan Image : } \begin{cases} x'' = x' \cos(\theta) + y' \sin(\theta) \\ y'' = -x' \sin(\theta) + y' \cos(\theta) \end{cases} \quad (1.45)$$

Il est important de noter que la matrice de rotation dans le plan image et dans le plan Fourier n'est pas la même. Une fois les informations des différentes fréquences spatiales obtenues aux coordonnées $q_\theta = \sqrt{u''^2 + v''^2}$ à l'aide de la courbe de visibilité 1D, nous pouvons alors reconstruire l'image dans le plan de Fourier et appliquer une transformée inverse pour revenir dans le plan image.

1.7.6 Tests de RHAPSODY

Une fois la théorie posée, il reste à tester RHAPSODY et ses limites. Pour cela je simule des données interférométriques pour un modèle dont je connais les caractéristiques, je compare le résultat en sortie avec le modèle d'entrée et je regarde si les résultats sont compatibles avec ceux attendus.

1.7.6.1 Simulation de données interférométriques

Pour simuler les données interférométriques j'ai utilisé le logiciel ASPRO du JMMC (Duchene et al., 2004). ASPRO permet de simuler des données obtenues avec les instruments utilisant le réseau de télescopes VLTI à Paranal. Les tests ont été effectués en utilisant l'instrument MATISSE et les configurations de bases interférométriques SMALL, MEDIUM et LARGE (SML). Les configurations utilisées sont représentées dans la Figure 1.18. Les configurations sont importantes car elles influent sur le remplissage du plan (u,v) et donc l'étendue des fréquences spatiales couvertes par les simulations. Le remplissage du plan (u,v) est un critère capital pour la reconstruction d'image afin de limiter le plus possible l'impact des artefacts sur la reconstruction d'image. Le logiciel permet également d'estimer les erreurs de mesures propres à chaque instrument. Dans le cas de l'instrument MATISSE, la routine a directement été fournie par Alexis Matter et s'approche des erreurs théoriques attendues.

1.7.6.2 Disque uniforme

Dans un premier temps j'ai effectué la simulation des données interférométriques pour un modèle de disque uniforme en utilisant l'instrument VLTI/MATISSE et les trois configurations standards SML. Le but étant de voir si : (i) RHAPSODY parvient à reproduire un modèle simple et (ii) pouvoir estimer les limites en dynamique du code. Pour cela j'ai construit plusieurs modèles avec différents diamètres de disque uniforme. Pour les tests de dynamique, j'ai décidé d'utiliser les informations en bande L de MATISSE. La résolution théorique de MATISSE en bande L à $3 \mu\text{m}$ pour une ligne de base de la configuration LARGE de 130m (B_{max}) est d'environ 4 mas (λ/B_{max}) et possède, à la même longueur d'onde et avec une ligne de base de la configuration LOW de 5m (B_{min}) un champ de vue théorique (FoV) de 120 mas (λ/B_{min}).

Pour effectuer une reconstruction d'image avec RHAPSODY, j'estime la taille et le nombre d'anneaux concentriques en utilisant le critère de Shannon. Le critère stipule que pour résoudre une structure il faut qu'elle soit résolue sur au moins 2 éléments de résolution me donnant une taille d'anneau égal à $\Delta\theta = 2$ mas. Le nombre d'anneaux étant égal au champ de vue divisé par la taille de l'élément de résolution ($120/2 = 60$), j'ai ainsi défini tous les paramètres nécessaires pour démarrer l'ajustement.

Pour tester les limites de détection de RHAPSODY j'ai généré des modèles différents afin de pouvoir modéliser des disques uniformes de diamètre s'étendant de 0.2 mas à 700 mas. Les tests présentés sur ces modèles ont tous été effectués avec une valeur d'hyper-paramètre égal à 1.

Je montre les résultats obtenus dans les figures 1.19, 1.20 et 1.21. Dans la figure 1.19 je montre la capacité de RHAPSODY à estimer des diamètres angulaires importants par rapport au champ de vue de l'instrument (quitte à dépasser le champ de vue théorique de l'instrument) pour différents diamètres angulaires $\theta = 100, 200, 400$ et 600 mas. Dans le cadre de la modélisation du disque uniforme, RHAPSODY parvient à reproduire les données jusqu'à environ 2 fois le champ de vue théorique de l'instrument. Dans la figure 1.20, je montre la modélisation de données simulées pour des diamètres de $\theta = 4, 10, 20$ et 40 mas. Les modèles sont, dans tous les cas de figure, bien simulés avec un diamètre angulaire fidèle à celui fourni en entrée. La figure 1.21, me permet de pousser les limites de RHAPSODY en modélisant des petites structures avec des diamètres angulaires couvrant $\theta = 0.2, 0.4, 1$ et 2 mas (la résolution théorique de l'instrument). Nous remarquons que RHAPSODY parvient à reproduire des structures allant jusqu'à 4 fois la résolution théorique de l'instrument soit l'équivalent d'une structure de diamètre angulaire de 1 mas.

Les limites de RHAPSODY avec un modèle simple sont les suivants : pour les structures à grande échelle le code est capable de reconstruire des structures allant jusqu'à 2 fois le champ de vue de l'instrument ($2*\lambda/B_{min}$). Pour les petites échelles, il parvient à détecter et reproduire des structures jusqu'à 4 fois la résolution théorique de l'instrument ($\lambda/(4*B_{max})$). Dans un second temps, je décide de tester les limites de détection de RHAPSODY en d'observant jusqu'à quel niveau de dynamique le code est capable de modéliser le gradient d'une gaussienne.

1.7.6.3 Disque gaussien

Je simule les visibilitées d'un disque gaussien de 10 mas de FWHM à l'aide d'ASPRO. Je rentre ces données dans RHAPSODY pour voir s'il parvient à reconstruire le modèle. Dans la figure 1.22 nous remarquons deux points :

- RHAPSODY est capable de reproduire les données jusqu'à un niveau de $10^{-2} - 10^{-3}$ du maximum de la gaussienne.

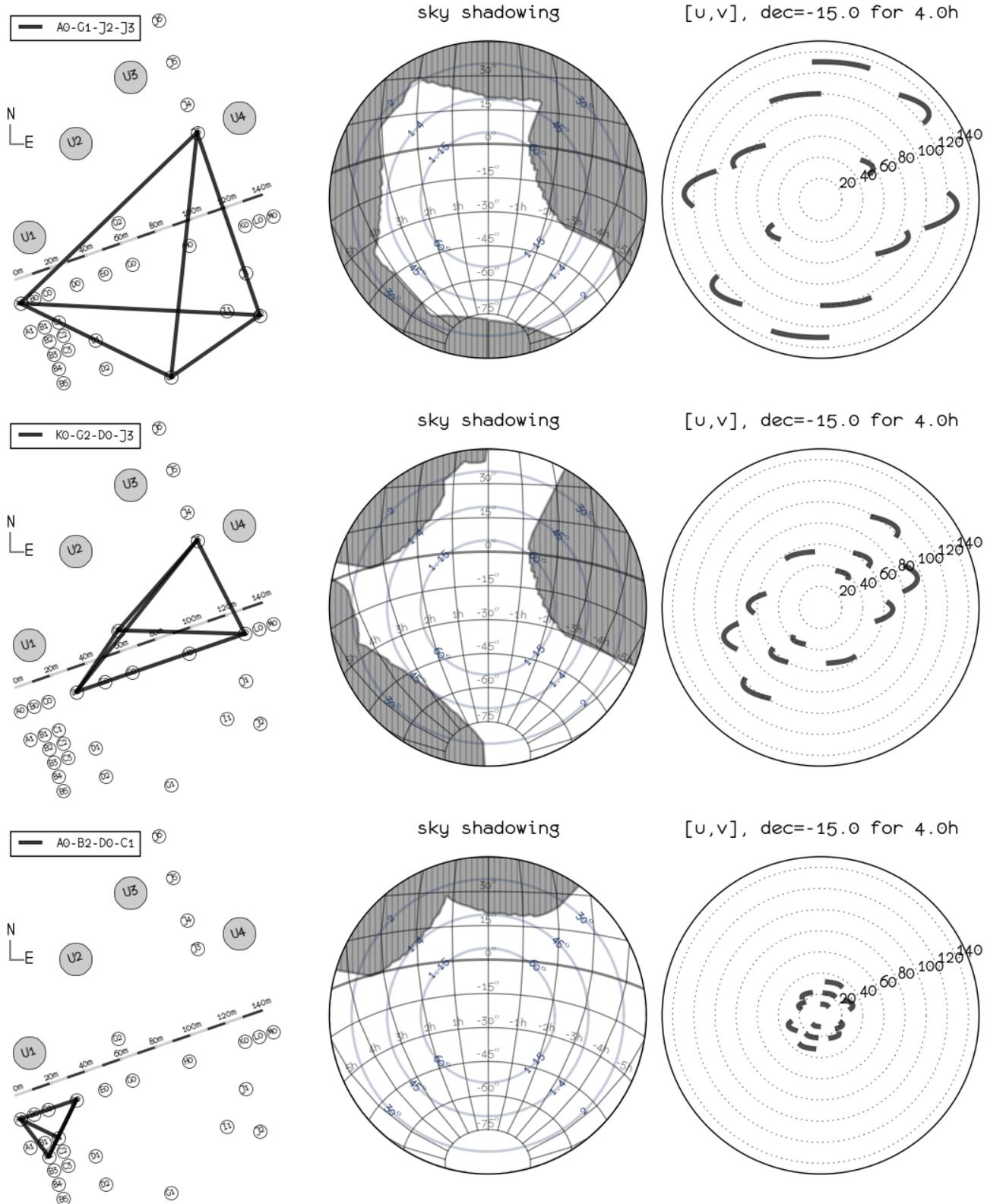


FIGURE 1.18 – Représentation des lignes de base utilisées pour simuler les données avec de Haut en Bas respectivement la ligne de base : LARGE, MEDIUM et SMALL fournie par l'ESO durant la période d'observation P110. Chaque image possède 3 cadres avec de gauche à droite : la position des stations sur le site de Paranal, la couverture disponible du ciel observable avec la configuration (les zones sombres correspondant à l'ombre des UTs masquant une partie du ciel disponible) et la couverture associée dans le plan(u,v) pour un objet possédant une déclinaison de -15 degrés avec durée d'observation de 4h (Crédit : ESO).

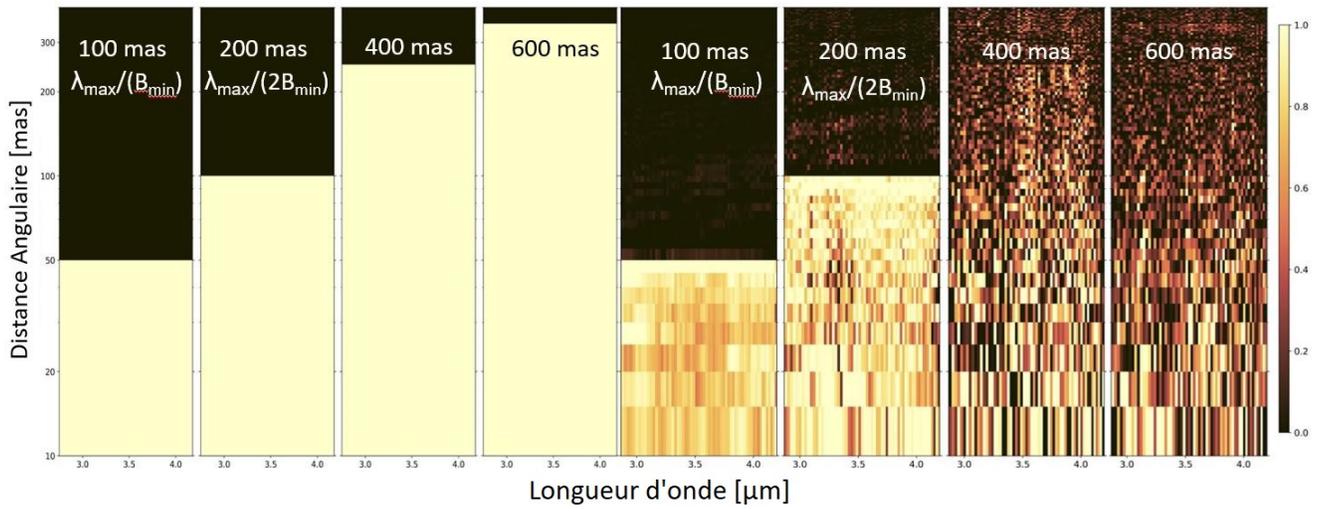


FIGURE 1.19 – Gauche : Modèles simulés avec ASPRO d’un disque uniforme de diamètre angulaire : $\theta=100, 200, 400, 600$ mas. Droite : Modélisation associée effectuée par RHAPSODY

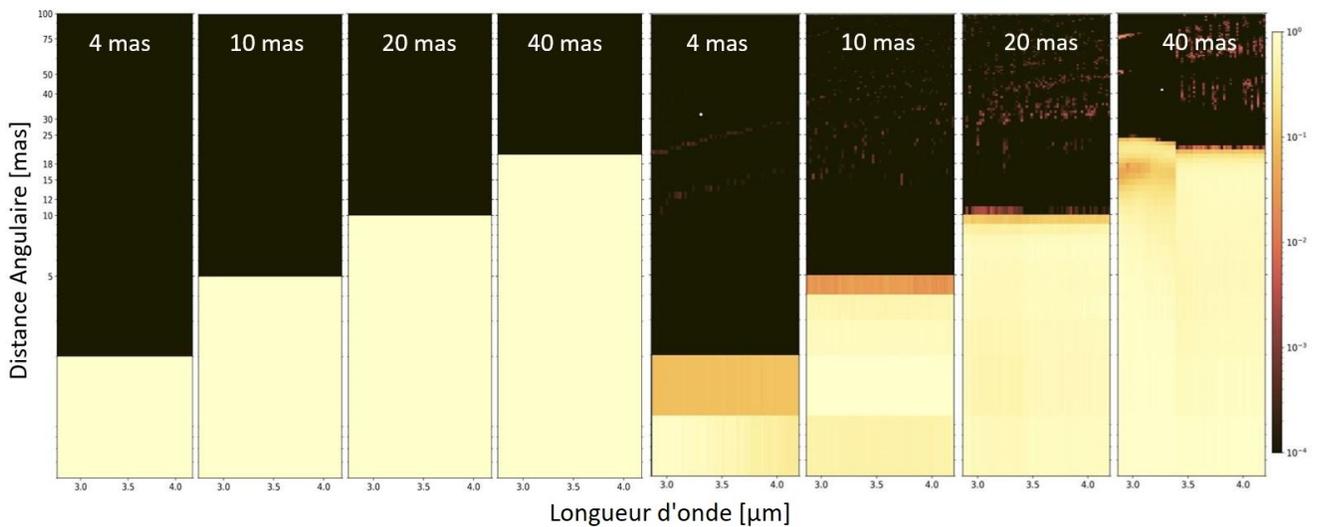


FIGURE 1.20 – Gauche : Modèles simulés avec ASPRO d’un disque uniforme de diamètre angulaire : $\theta=4, 10, 20, 40$ mas. Droite : Modélisation associée effectuée par RHAPSODY

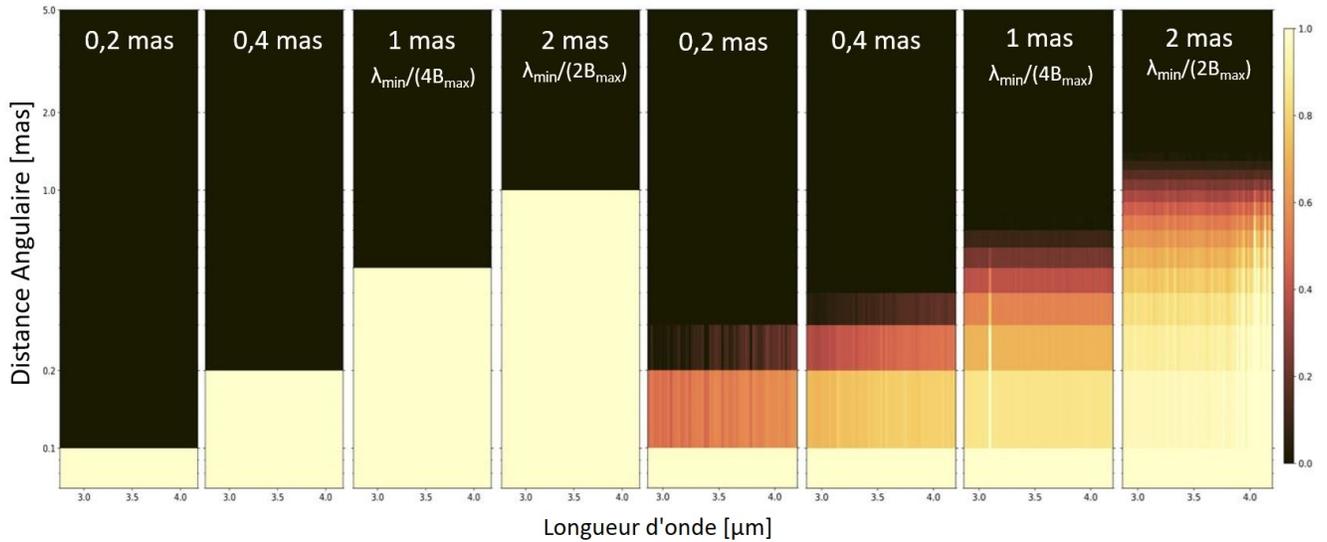


FIGURE 1.21 – Gauche : Modèles simulés avec ASPRO d’un disque uniforme de diamètre angulaire : $\theta = 0.2, 0.4, 1, 2$ mas. Droite : Modélisation associée effectuée par RHAPSODY

- En dessous de ce niveau, RHAPSODY reconstruit des structures montrant une dépendance linéaire avec la longueur d’onde. Ces structures non-attendues sont des artefacts de reconstruction d’image. Ces artefacts traduisent la difficulté de RHAPSODY à contraindre spatialement le flux présent dans les données. En d’autres termes, RHAPSODY parvient à reconstruire la géométrie du milieu jusqu’à un certain seuil de dynamique. Ce test permet de montrer que RHAPSODY reconstruit des structures 1000 fois plus faibles que la structure la plus brillante visible.

Après avoir testé la capacité de RHAPSODY à reconstruire des environnements simple, je vais maintenant confronter le code avec un ensemble d’environnements 2D.

1.7.6.4 Disque gaussien aplati

Pour ce faire j’utilise la gaussienne du test précédent en appliquant avec ASPRO une inclinaison de 60° puis une rotation de 80° . La figure 1.23 montre que RHAPSODY parvient à reconstruire, en plus de la taille de la gaussienne, les angles de rotation et d’inclinaison. Plusieurs tests complémentaires ont été effectués en faisant varier les paramètres initiaux afin de s’assurer que le code converge vers les mêmes valeurs finales. Cette fois-ci le modèle converge en utilisant une valeur d’hyper-paramètre de $\mu = 10^3$. Une fois ces tests effectués je cherche à reconstruire un milieu qui s’approche de celui attendu pour des étoiles évoluées.

1.7.7 Applications

Dans cette section j’applique RHAPSODY sur des cas concrets incluant des objets astrophysiques simulés qui peuvent être assimilés à des environnements astrophysiques d’étoiles évoluées.

1.7.7.1 Environnement de poussière 1D

Afin de modéliser un environnement de poussière circumstellaire réaliste, j’utilise le code de transfert radiatif DUSTY (Ivezić et Elitzur, 1997). DUSTY est un code qui résout les équations de transfert radiatif 1D

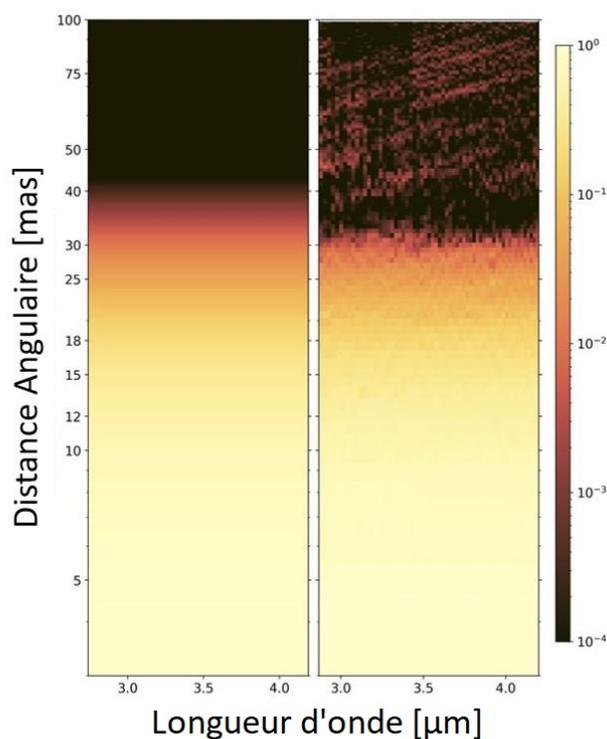


FIGURE 1.22 – Gauche : Modèles simulés avec ASPRO d’une Gaussienne avec $FWHM=10$ mas. Droite : Modélisation associée effectuée par RHAPSODY. Les dispersions linéaires reconstruites par RHAPSODY après 30 mas correspondent à des artefacts de reconstruction.

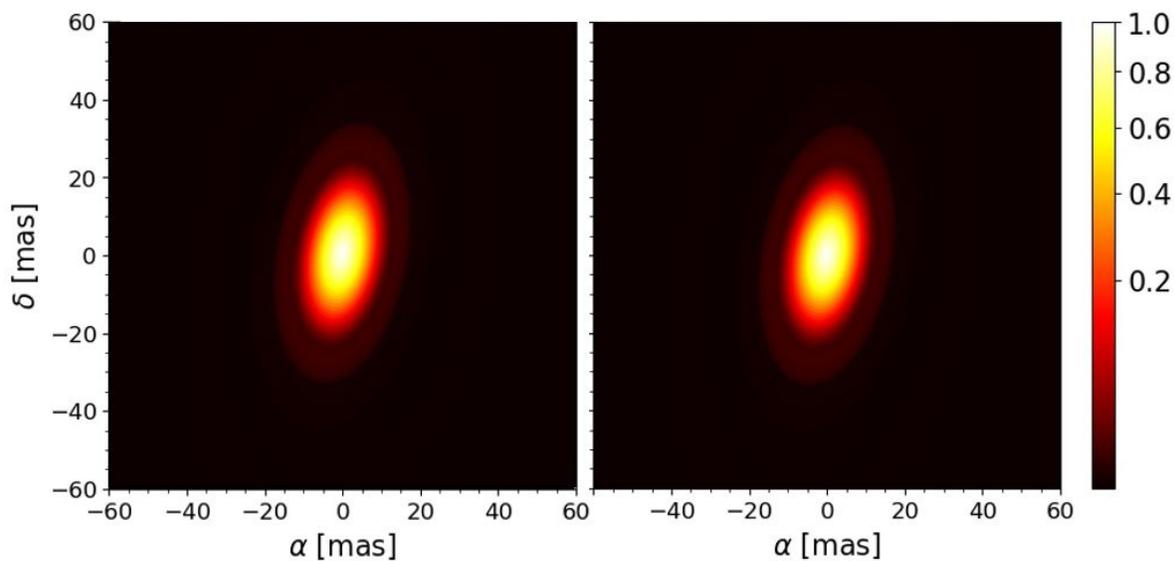


FIGURE 1.23 – Gauche : Modèles simulés avec ASPRO d’une Gaussienne avec $FWHM=10$ mas. Droite : Modélisation associée effectuée par RHAPSODY

pour modéliser des environnements de poussière à géométrie sphérique. J'ai ensuite ajouté manuellement par dessus une structure gaussienne à l'environnement circumstellaire modélisé par DUSTY. Le but ici est simple : faire varier l'intensité de la gaussienne par rapport à celle de la source centrale pour tester les limites de RHAPSODY sachant que les structures sont elles-mêmes déjà baignées dans une émission thermique induite par l'enveloppe de poussière. L'intérêt est double : (i) j'observe si RHAPSODY parvient à reconstruire un environnement circumstellaire généré par un code de transfert radiatif, qui s'apparente plus aux types d'environnements attendus autour des étoiles évolués ; (ii) deuxièmement, à l'aide de cette gaussienne, je viens ajouter un test de détection des structures supplémentaire.

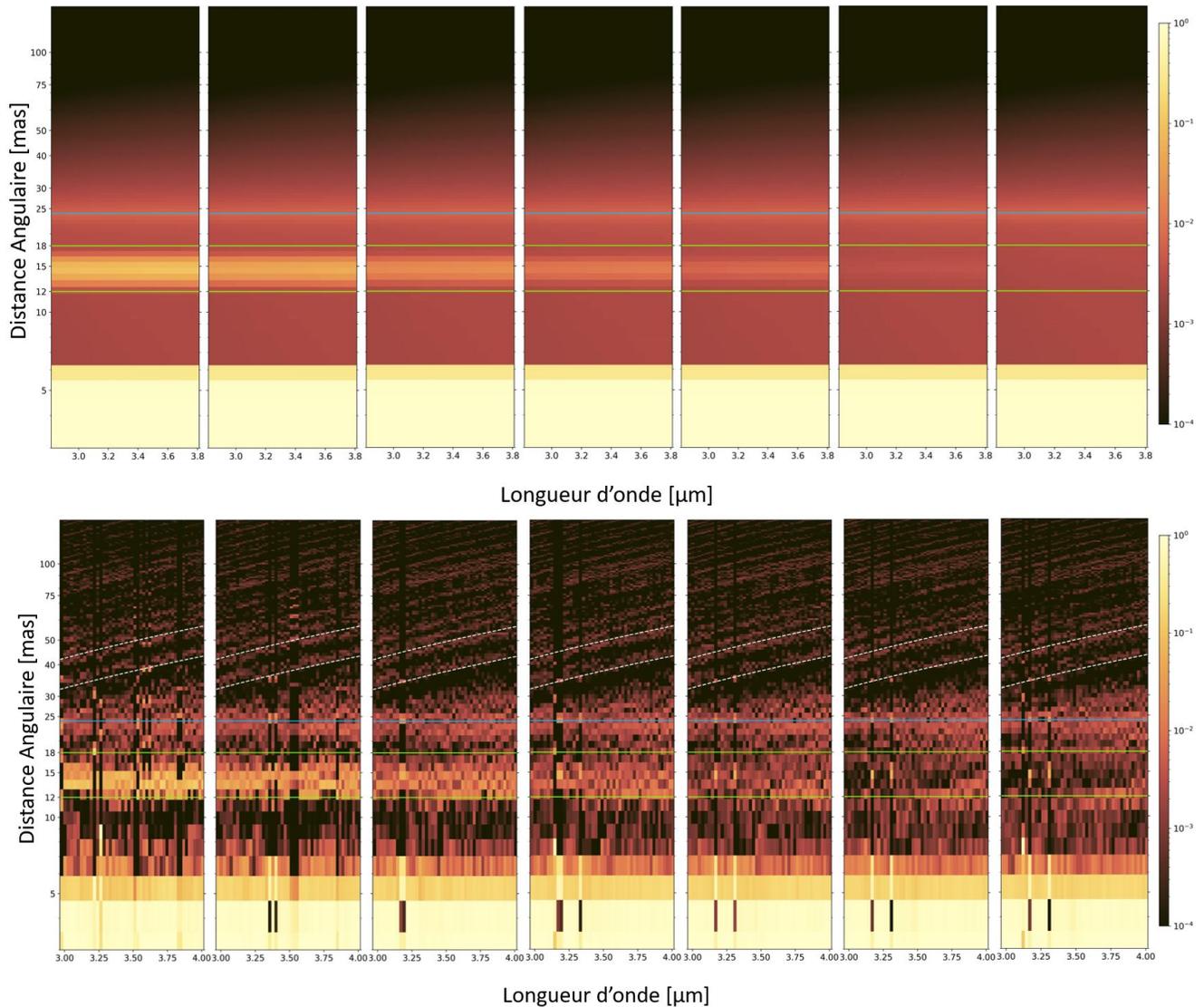


FIGURE 1.24 – Haut : Modèles simulés avec DUSTY avec de gauche à droite le modèle généré avec une Gaussienne de $FWHM=2$ mas positionné à 14 mas possédant un contraste par rapport à la source centrale de $= 1/10, 1/20, 1/50, 1/100, 1/200, 1/1000$ et sans gaussienne, Bas : Modélisation par RHAPSODY des modèles simulés avec DUSTY

Les résultats sont présentés dans la Figure 1.24. Chaque sous-figure nous montre des zones remarquables : en bleu se situe la limite à partir de laquelle la poussière peut se former et en vert la couche

gaussienne rajoutée. Dans la première figure, sans la couche gaussienne, nous remarquons que le code arrive à reconstruire la dimension de la source centrale et de la zone de condensation de la poussière. Cependant nous remarquons qu'en dessous d'un niveau d'intensité de 10^{-3} par rapport à l'étoile centrale, le code reconstruit des artefacts à cause du flux mal contraint spatialement et formant une dépendance linéaire avec la longueur d'onde. Les panneaux suivants montrent respectivement le résultat obtenu avec l'ajout d'une gaussienne avec un niveau partant de 1/1000 jusqu'à 1/10 du pic central de la source. Nous remarquons que cette fois-ci la structure semble être reconnaissable à partir d'un contraste de 1/200 donc $\approx 10^{-2}$. Grâce à ces résultats nous pouvons déterminer la limite de sensibilité à partir de laquelle on parvient à reconstruire des structures et qui est de $10^{-2} - 10^{-3}$.

J'ai démontré ci-dessus les capacités de RHAPSODY à reconstruire des environnements à partir de données simulées. Dans la partie suivante, je présente les résultats de RHAPSODY sur des cas réels. Son premier test a été de reconstruire l'environnement de l'étoile AGB R Scl (cette reconstruction est largement discutée dans le prochain Chapitre). Le deuxième grand défi de RHAPSODY a été son application au Beauty Contest 2022 dont nous allons brièvement présenter les résultats dans la section suivante.

1.7.7.2 Beauty Contest 2022

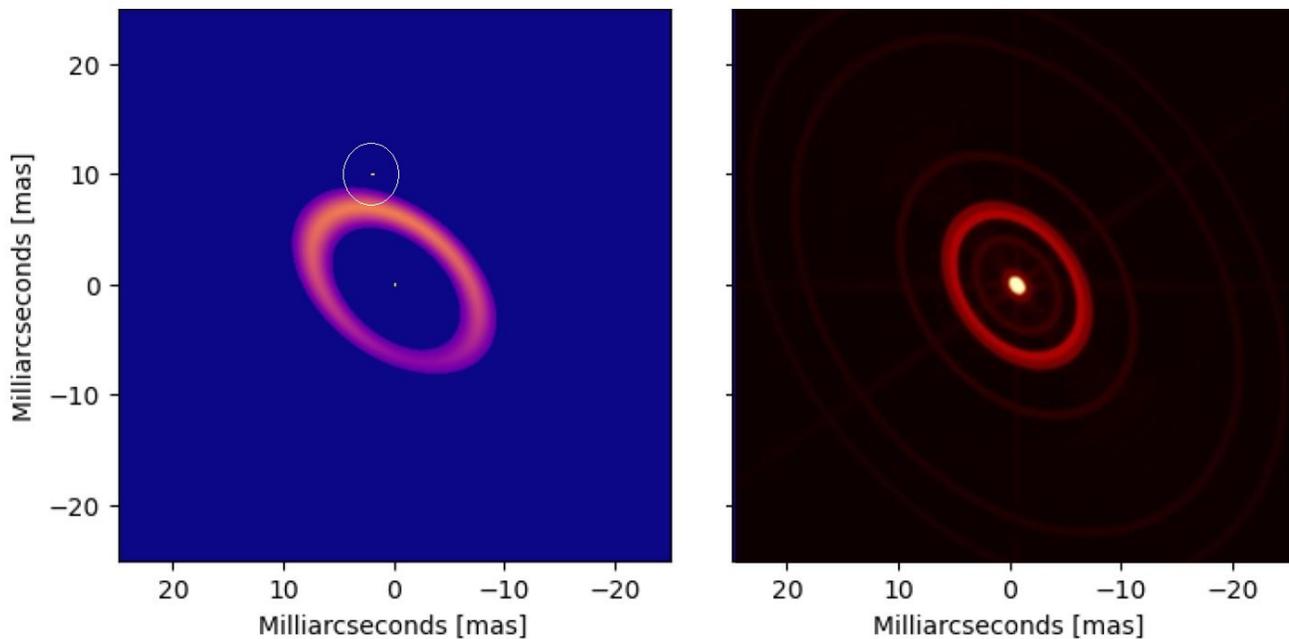


FIGURE 1.25 – Gauche : Image de l'objet à modéliser, Droite : Modélisation de RHAPSODY.

Le Beauty Contest mis en place lors des conférences SPIE a pour but de permettre de tester différents codes de reconstruction d'image interférométrique. La figure 1.25 nous montre le modèle initial et le résultat obtenu par RHAPSODY. Nous remarquons que le code est capable de reconstruire la forme globale de l'objet. Quelques défauts sont relevés : (i) nous remarquons la présence d'anneaux supplémentaires entre la structure principale modélisée et la source centrale qui révèle des artefacts de reconstruction et (ii) un angle d'inclinaison qui ne semble pas être exactement la même. Le biais sur l'inclinaison pourrait être induit par la présence du compagnon peu visible sur l'image entouré et situé aux abords de l'anneau.

Cette introduction à RHAPSODY montre que ce code est un outil efficace pour reconstruire la structure globale de l'objet et des structures chromatiques présents dans l'environnement. RHAPSODY est complémentaire aux outils de reconstruction d'image utilisés plus classiquement comme MiRA (Thiébaud, 2008), IRBIS (Hofmann et al., 2016), SQUEEZE (Baron et al., 2010) et ORGANIC (Claes et al., 2020).

1.7.8 RHAPSODY, article SPIE 2022

RHAPSODY: Reconstructing Hankel rAdial Profiles in centro-Symmetric Objects with Discrete rings for astrophysics

Julien Drevon^{a,b}, Florentin Millour^a, Pierre Cruzalebes^a, Peter Scicluna^b, and Claudia Paladini^b

^aUniversité Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

^bEuropean Southern Observatory, Alonso de Córdova, 3107 Vitacura, Santiago, Chile

ABSTRACT

RHAPSODY is an intensity profile reconstruction code built to handle 2D centro-symmetric structures using interferometric data. RHAPSODY has been built to provide the community with a code requiring less parameters than classical image reconstruction code. This has as consequence leading to less solution non-uniqueness problems, a better convergence, and a better dynamic range assuming a centro-symmetric source at all wavelengths. RHAPSODY main steps are organized as following: In the first place, at each wavelengths, the code build a unique 1D structure made of concentric discrete uniform rings. Then, it applies the Hankel transform to reconstruct the equivalent visibility profile. Next, a change of coordinate is used on the 1D visibility profile to simulate the inclination and the rotation of the structure in the 2D Fourier plane. After a fitting process on the interferometric observations based on a χ^2 and Bayesian method, RHAPSODY apply an inverse Fourier transform and reconstruct the equivalent structure in the 2D image plane.

According to preliminary tests made on RHAPSODY, the code is able to well reproduce 1D and 2D centro-symmetric structures up to a dynamic range of 0.5%.

Keywords: SPIE Proceedings, image reconstruction, intensity profile, astronomical objects

1. INTRODUCTION

Image Reconstruction (IR) for long-baseline interferometry has been in the past a real challenge, that is still an active research topic today. An interferometer measures the amplitude and phase of the complex degree of coherence of the incoming light, meaning that in principle a straightforward inverse Fourier transform of interferometric data would enable one to get an image of the observed astrophysical object. However, this is not possible in practice because of several issues: an interferometer provides an uneven sampling of the data, leading to information voids ; it provides a non-linear way of making available the measures (amplitude and phase), leading to a non-convex problem ; finally an image contains a number of information (pixel intensities) that outperform by a large fraction the limited number of measurements, leading to a non-unique solution. Solving the IR problem in interferometry is therefore solving a non-convex inverse problem in a sparse case. Thanks to innovative ideas like the use of a Bayesian approach combined with maximum entropy¹ or various other regularizations,² plus an efficient weighting and grid-search,³ self-calibration,⁴ and more recently the emergence of machine learning,⁵ IR has become possible with long-baseline interferometry.

Yet, IR is still of a difficult access for the general user, because mainly of the non-unicity of the solution, and the hand-tweaking of parameters to solve the IR problem (albeit it has been made available, e.g. with oi-imaging). One way to tackle these issues is to reduce by a large fraction the number of input parameters to the inverse problem, either by considering the imaging problem intrinsically sparse,⁶ or by radically changing the IR paradigm.

RHAPSODY is a proposition for the second assertion: instead of reconstructing an image, this tool proposes to reconstruct radial profiles.

Further author information:

Julien Drevon: E-mail: julien.drevon@oca.eu, Telephone: +33 (0)6 11 93 42 86

This makes it a very complementary tool to already existing image reconstruction software. The aims of this code is to provide a fast and robust geometrical description of an astrophysical environment with a centrosymmetric model. We adopt a 1D Hankel transform combined with a Bayesian approach to reconstruct the radial intensity profile of the source. The Hankel transform has the advantage of requiring less parameters than classical image reconstruction techniques, reducing the non-unicity of solutions, improving convergence, and providing a better dynamic range.

In Section 2 we present step by step the RHAPSODY tool and its features to get an insight in the core of the code and the process involved in the "image" reconstruction. Next, in Section 3 we discuss the robustness of the RHAPSODY outputs thanks to simulated interferometric data and we estimate its intrinsic dynamic range. Then, finally we show in Section 4 some examples of RHAPSODY applied to real or simulated interferometric data.

2. THE RHAPSODY TOOL AND FEATURES

RHAPSODY * can handle interferometric data that are stored in the standard OIFITS format.⁷ In this section we will go through all the important steps of the software.

2.1 Setting the initial parameters

The important initial parameters are only a few. We can separate them in 3 different categories: i) facilitate the work of reading OIFITS files, ii) init the model structure, iii) define the fitting method.

To facilitate the work of reading OIFITS files, RHAPSODY needs as input the number of telescope involved in the observations. Furthermore, in order to avoid the presence of unexpected correlated flux among the OL_VIS and OL_VIS2 table, the user needs to precise if the FLUX table is expected in the data. If not, we assume that in absence of the FLUX table, the OL_VIS and OL_VIS2 tables contain visibilities and squared visibilities, respectively. In the case where several bands are present in the OIFITS file, the user need to provide the names and the wavelengths intervals in which he wants to do the image reconstruction.

To initialize the model structure, RHAPSODY needs the initial intensity profile as well as the number of rings and their respective angular diameter (see Section 2.2 for details). Up to now, the user can only chose among the Gaussian, Uniform Disk, or power-law profiles as initial guess.

Finally, to define the fitting method, RHAPSODY needs the following inputs: the desired regularization (between the Total Variation and the Quadratic Smoothness, see Section 2.3 for details), the value of the hyper-parameter to use (a list of hyper-parameter values can be provided), the fitting method (by default COBYLA), as well as the tolerance and the maximum of iterations to converge to a solution (the computation time is very sensitive to the tolerance).

2.2 Rings and Hankel Profile

Instead of forcing the routine to describe a given component (for example the dust envelope) with a particular geometrical model (for example a Gaussian disk), we use a large number of concentric uniform narrow rings (of width given as an input) to reproduce the radial profile of the stellar environment. With this method, thick rings are reproduced by contiguous narrow rings. This Hankel profile is built thanks to a set of N_{step} concentric circular rings with diameters $\theta_k = k\theta_0$, where $\theta_0 = 0.5\lambda/B$ being selected as a fraction of the angular resolution of the interferometer. Within that assumption, we write the normalized monochromatic radial profile as:

$$I_{\text{Hankel}}[h_k(\lambda)] = \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda) \frac{\Pi(\theta_{k+1}) - \Pi(\theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2} \quad (1)$$

where $\Pi(\theta)$ is the rectangular function of width θ . The height in intensity h_k of each step fulfills the condition $0 \leq h_k \leq h_0$ whatever the wavelength is. This is to avoid solutions having a surrounding environment brighter than a central star.

*made freely available at <https://github.com/jdrevon/RHAPSODY>

Thus, the final expression of the global visibility is:

$$V_{\text{Hankel}}[q, a_k(\lambda)] = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} a_k(\lambda) \frac{\theta_{k+1}^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_{k+1}) - \theta_k^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2}, \quad (2)$$

where the visibility coefficients a_k , that are varied by our reconstruction method, are:

$$a_k(\lambda) = \frac{h_k(\lambda)}{\sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda)} \quad (3)$$

One can note here the little trick of using uniform disks to represent rings with a non-zero thickness. The visibilities of each uniform disk can be pre-computed initially to save computing time afterwards. A consequence of this trick is the step-like appearance of our radial profiles. A smoother version is in preparation and its description is beyond the scope of this paper.

Adjusting V_{Hankel}^2 to the measured squared visibilities V_{obs}^2 (with their uncertainties σ_{obs}) is then a matter of minimizing the distance between both through a χ^2 minimization, varying the a_k coefficients.

$$\chi^2(\lambda) = \sum_q \frac{(V_{\text{Hankel}}^2[q, a_k(\lambda)] - V_{\text{obs}}^2[q])^2}{\sigma_{\text{obs}}^2} \quad (4)$$

However, trying to adjust the visibility deduced from a lot of regular intensity steps using a bare final χ^2 value usually gives poor results, because the number of parameters a_k to fit becomes large compared to the number of available data, in a similar way as in an image reconstruction problem. This is where the Bayesian method comes into play by adding to the simple χ^2 an *a priori* information.

2.3 The Bayesian Approach

This additional information to the problem-solving is called a *regularization* term f_{prior} , calculated on the variable parameters themselves. Such a regularization term must be designed so as to maximize the probability that the reconstructed profile resembles the "true" one. For more details on how to deal with heavy inverse problems in a Bayesian framework, we refer the reader to the excellent introduction to image reconstruction for optical interferometry.⁸

Adjusting the Hankel profile to the visibility data is then a matter of adding the χ^2 and the regularization term f_{prior} multiplied with a so-called *hyper-parameter* μ , that is arbitrarily set:

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = \chi^2(\lambda) + \mu f_{\text{prior}}(\lambda) \quad (5)$$

In our case, we have tested two different regularization terms for f_{prior} : (1) a *smoothness* term $f_{\text{prior}} = f_{\text{smooth}}$, or (2) a *total variation* term $f_{\text{prior}} = f_{\text{var}}$. On the one hand, the smoothness f_{smooth} , described by the intensity difference between adjacent rings, is given by:

$$f_{\text{smooth}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \sqrt{\left[h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda) \right]^2}. \quad (6)$$

f_{smooth} will tend to minimize the variations between consecutive radii, resulting into a smooth radial profile. On the other hand, the total variation regularization term f_{var} defined as:

$$f_{\text{var}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \left[\frac{h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda)}{\theta_{k+1} - \theta_k} \right]^2, \quad (7)$$

will tend to reconstruct uniform intensities with sharp edges. Solving the problem (i.e. finding the right radial profile) consists therefore in minimizing the term in Eq. 5, by varying the parameters a_k using a gradient descent or any other optimization algorithm (in our case: the CobyLa minimization routine from the Lmfit package[†]

[†]made freely available at <https://github.com/lmfit/lmfit-py/>

library that can be found in `Python`). This description of the algorithm corresponds exactly to the version of RHAPSODY that has been used in⁹

2.4 Rotation and Inclination

In order to make progress towards a more versatile image reconstruction tool, we introduced at the occasion of the 2022 interferometric imaging beauty contest the possibility to reconstruct flattened structures (like e.g. disks).

All the transformations are done directly in the Fourier plane with coordinates (u, v) . The inclination i is simulated by a $\cos(i)$ compression factor along the chosen axis which becomes the major-axis in the Fourier plane (i.e., the minor axis in the image plane).

$$\text{Fourier plane : } \begin{cases} u' = u \\ v' = v / \cos(i) \end{cases} \quad \text{Image plane : } \begin{cases} x' = x \\ y' = y * \cos(i) \end{cases} \quad (8)$$

Then, the rotation is made through a change of coordinate with a position angle θ :

$$\text{Fourier plane : } \begin{cases} u'' = u' \sin(\theta) + v' \cos(\theta) \\ v'' = -u' \cos(\theta) + v' \sin(\theta) \end{cases} \quad \text{Image plane : } \begin{cases} x'' = x' \cos(\theta) + y' \sin(\theta) \\ y'' = -x' \sin(\theta) + y' \cos(\theta) \end{cases} \quad (9)$$

2.5 From 1D to 2D Fourier plane and "Image" Reconstruction

To reconstruct a flattened radial profile, we first need to pick the pre-computed visibilities at the right compressed and rotated coordinates. Since before the change of coordinate, we are dealing with angular centro-symmetric structure, all the information which is shrunk by the compression factor and rotated by an angle θ is located inside the 1D visibility curve. Hence, RHAPSODY makes an interpolation at spatial frequencies $q_\theta = \sqrt{u''^2 + v''^2}$ on the 1D visibility curve to get the new visibility points of the inclined and rotated modeled structure. Once we have a complete 2D Fourier plane, the code apply an inverse Fourier transform and retrieve the equivalent structure in the image plane.

3. OUTPUT ROBUSTNESS

Here we test RHAPSODY against simple and more complex models to assess its intrinsic capabilities and limits.

3.1 Uniform Disk

We modeled interferometric data based on multiple uniform disks with different diameter using the ASPRO2 software of the JMMC[‡]. We simulated these uniform disks observations as if they were seen by the VLTI/MATISSE instrument. The aim is double: first to check that RHAPSODY is able to correctly reproduce simple model, and second to reach the limit of the code for a given interferometric data-set. In those simulations, we have selected a hyperparameter of $\mu = 1$. The resolution of the MATISSE instrument in L -band is ranging between 3.6 and 275 mas. The results are shown in figures 1, 2, and 3.

First, we observe that at large scales in Fig. 1, RHAPSODY is able to reproduce the uniform disks up to a ≈ 100 mas radius, the 250 mas uniform disk is not well reproduced by RHAPSODY as we reach the interferometric field of view limit of the instrument.

Figure 2 highlights lower scales that the instrument is able to resolve, we can see that RHAPSODY does reproduce the boundaries of the uniform disk properly. We note the presence of artifacts at low flux, especially for the 10 and 20 mas radius uniform disks.

The last modeling attempt is at lower scales (Figure 3), we can see that even if the theoretical resolution of the instrument is at 3.6 mas, we are still able to reproduce structures up to at least half the resolution of the

[‡]made freely available at http://jmmc.fr/~webmaster/jmmc-html/aspro_page.htm

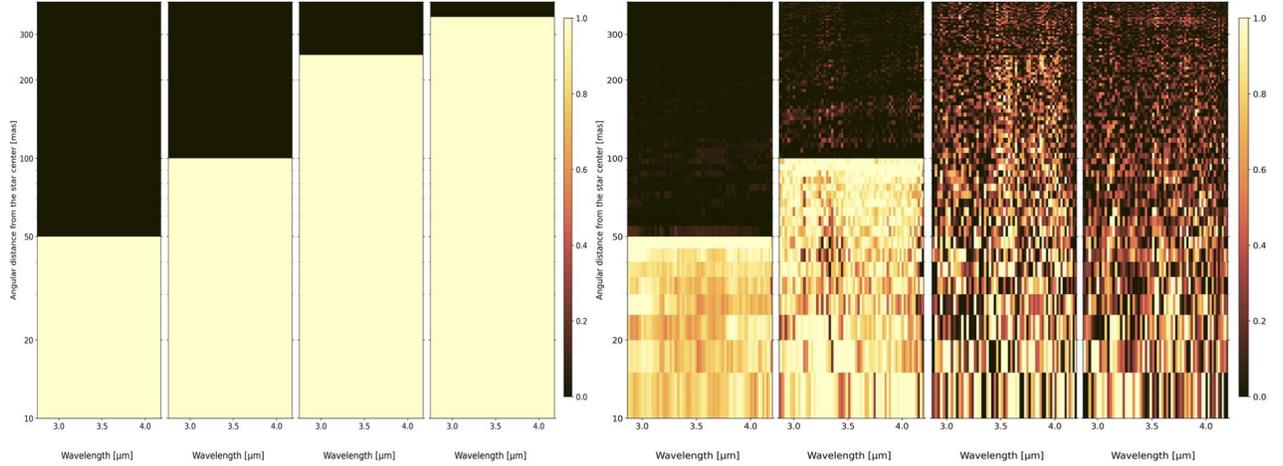


Figure 1: Left Panel: Intensity profile spectra of uniform disk modeled data of respectively a diameter of 100, 200, 500 and 700 mas (50, 100, 250 and 350 mas radius). Right panel: RHAPSODY intensity profile spectra outputs.

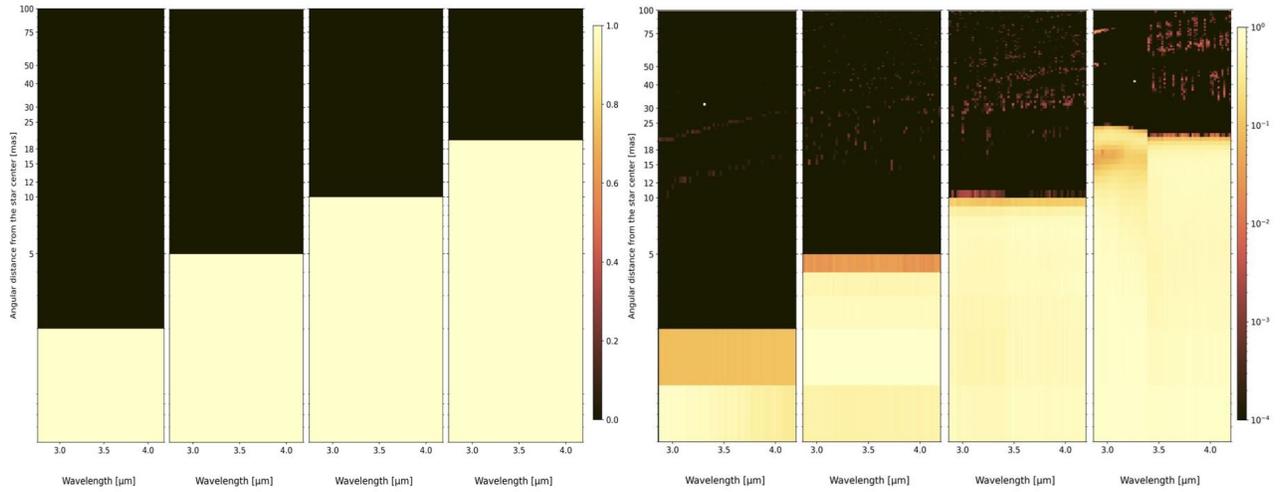


Figure 2: Left Panel: Intensity profile spectra of uniform disk modeled data of respectively a diameter of 4, 10, 20 and 40 mas (2, 5, 10 and 20 mas radius). Right panel: RHAPSODY intensity profile spectra outputs.

instrument. However we remark that the boundaries of the structures are well reproduced, but the shape of the structure is closer to a Gaussian shape than of an uniform disk.

Hence, we can see here the limits of RHAPSODY: At large scales (at or above the interferometric field of view λ/B_{\min}), the code struggle to proper produce the exact shape of the object, and at small scales, RHAPSODY is still able to get the correct size of the structure up to about half the resolution of the instrument, in a very similar way as for image reconstruction.⁸

3.2 Gaussian Disk

We made a test with an Gaussian model with a 10 mas FWHM in the same way as for uniform disks (Figure 4). We can assert here that a Gaussian model is also generally well reproduced by RHAPSODY.

However, the dynamic range is limited to about 100, as can be seen at the end of the Gaussian wings: at intensities levels between 1% and 0.1% of the peak intensity, the faint reconstructed region starts to exhibit similar artifacts as in Figure 2, hence the flux starts to be poorly spatially constrained.

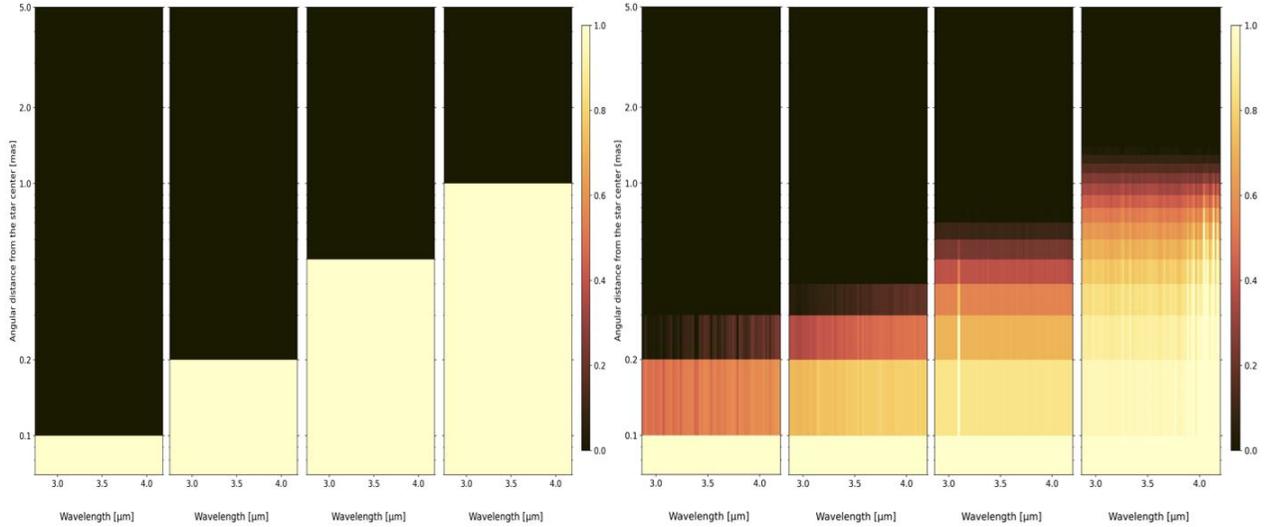


Figure 3: Left Panel: Intensity profile spectra of uniform disk modeled data of respectively a diameter of 0.2, 0.4, 1 and 2 mas (0.1, 0.2, 0.5 and 1 mas radius). Right panel: RHAPSODY intensity profile spectra outputs.

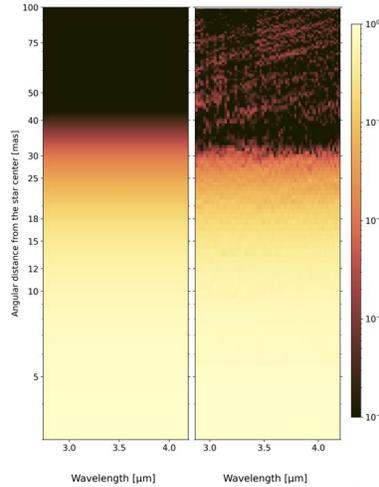


Figure 4: Left Panel: Intensity profile spectra of modeled data of a Gaussian with a FWHM of 10 mas. Right panel: RHAPSODY intensity profile spectra of the same modeled data.

3.3 Elongated Gaussian Ellipse

In this subsection we wanted to test the new feature which bring the 2D aspect of RHAPSODY involving inclination and rotation. We took the same Gaussian disk as in section 3.2 but we added an inclination of 60° and a position angle of 80° and we used RHAPSODY to reconstruct the environment using the modeled interferometric data with ASPRO. The method involved in RHAPSODY allows us to have a face-on description of the object in addition to the reconstructed image produced at the end. As seen in Fig 5, we have successfully reconstructed the Elongated Gaussian Ellipse using RHAPSODY and a hyperparameter of $\mu = 10^3$. The output are the same as the input of our model: as much in terms of the Gaussian FWHM as well as in terms of inclination and rotation, with a precision better than 1%.

3.4 1D Dust Radiative Transfer environment

In this paragraph we test the robustness of the RHAPSODY against a realistic model used in our paper on R Scl.⁹ We built a toy model mimicking the R Scl environment using DUSTY and a Gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the central source starting from 1/1000 and reaching up to 1/10 (Fig 8 in appendix).

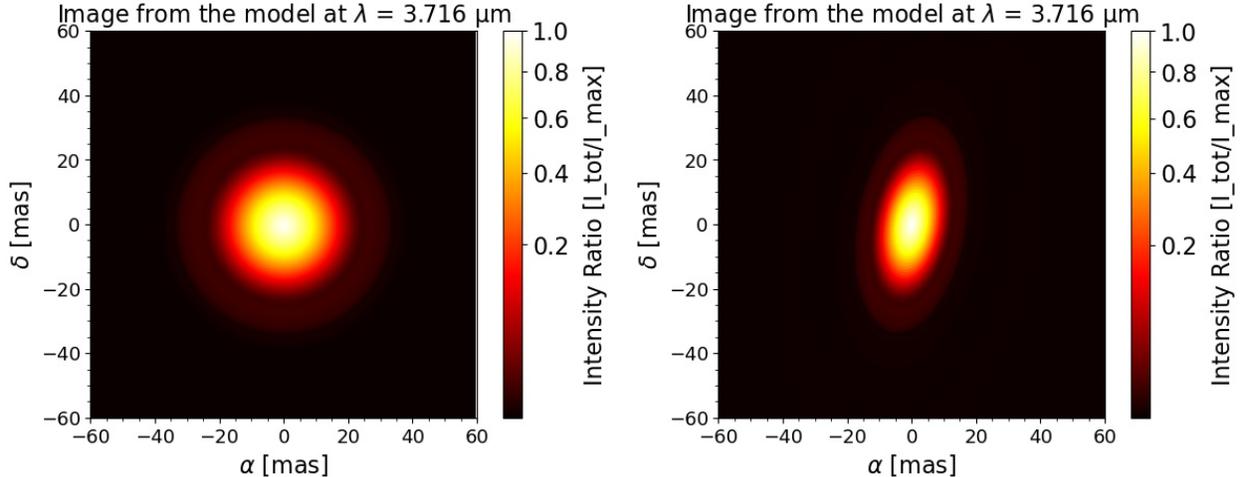


Figure 5: Left Panel: RHAPSODY simulations results of the Elongated Gaussian Ellipse with a FWHM of 10 mas, face-on. Right panel: Same RHAPSODY results but as seen by the observer.

Using ASPRO2, we generate VLTI/MATISSE visibilities, add error noise to the data, and use the same (u,v) -plane coverage for each of our different models and for both LM - and N -bands.

The initial guess intensity profiles used by RHAPSODY for all the simulations in both bands are similar to the one used in this paper (i.e. Gaussian profile with a $FWHM = 7$ mas). The value of the hyperparameter used is $\mu = 1$. Figure. 8 shows the spectra of the intensity profile reconstruction produced by RHAPSODY. We can notice that the lower limit of the dynamic range in L -band is about 1/200 (0.5%). In N -band, the code does not reconstruct (or very marginally) the inner Gaussian structure added at 15 mas whatever its intensity. We suspect this non-detection in N -band is due to an unfortunate combination of instrumental angular resolution and dynamic range.

4. USING RHAPSODY ON REAL AND BENCHMARK DATA

4.1 Spherical envelope: R Sculptoris

R Scl was observed for the first time simultaneously in both L - and N -bands with the VLTI/MATISSE instrument. We used RHAPSODY to analyze this dataset.⁹

Thanks to this tool, we have discovered interesting structures in the vicinity of the star. As we can see in Fig 6, RHAPSODY has spotted two interesting structures in L -band: one between 5 and 7 mas, above the Rosseland radius (dashed blue line) and one between the two green lines between 12 and 18 mas. A layer beyond the estimated Rosseland radius of R Scl is seen as a faint environment between 5 and 7 mas (~ 1.0 – $1.3 R_*$), assuming that the border of the photosphere is at 5 mas from the center of the star.

Thanks to the spectral information provided by the MATISSE instrument we interpret this layer as a mixture of molecules ($C_2H_2 + HCN$). In addition, we have spotted another layer at a further distance from the star which could be made of both: dust and molecules.

4.2 Inclined Disk: SPIE Beauty Contest 2022

As seen in Figure 7, we also took the opportunity of this SPIE 2022 conference to participate to the SPIE Beauty Contest 2022. We used a total of 56 rings with a 2 mas width, we have a total of 616 parameters for the 11 wavelengths involved in RHAPSODY. We added two parameters in our algorithm: flattening and position angle on the plane of the sky, for each wavelengths, leading to a total of 638 parameters for 1440 visibility points. Hence, the number of parameters is inferior to the number of measurements.

We applied it to the first set of the beauty contest "contest1". The RHAPSODY images show a bright central source surrounded by an elongated 8.5 mas radius (major axis) ring with a flattening ranging from 0.6 to 0.7.

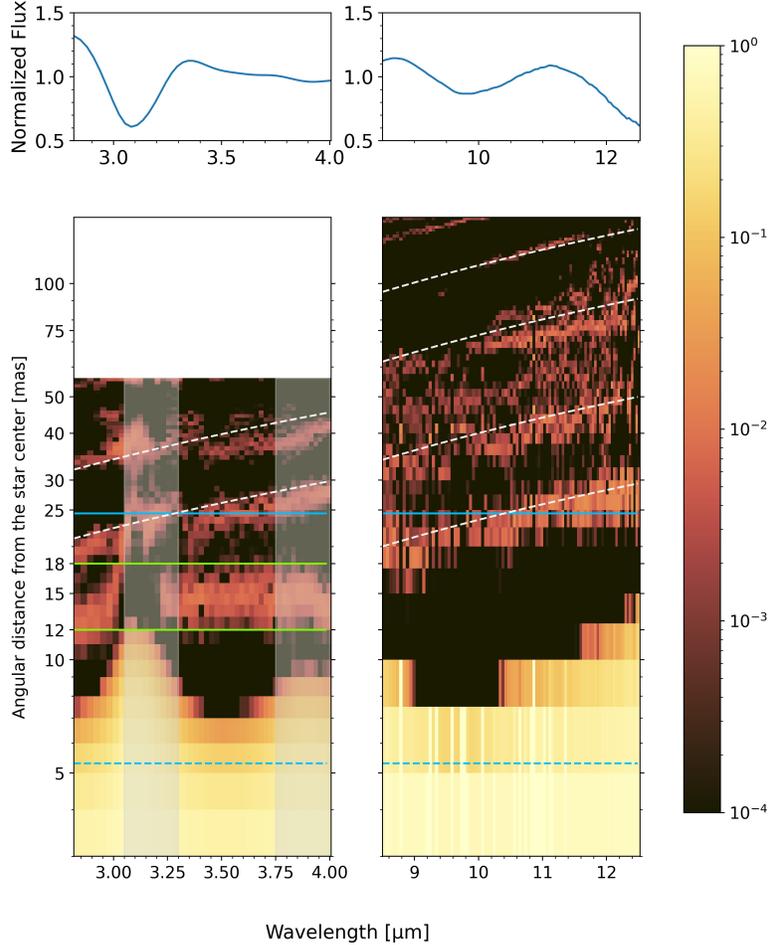


Figure 6: Upper panels correspond to the observed MATISSE spectrum normalized by the median and then divided by a black body spectra at $T=2700$ K to underline the observed emission and absorption features. Lower panels are the spectro-radial maps in L - and N -band obtained by plotting the best intensity Hankel profile normalized at one for each observed wavelength. The faint red structures highlighted with the inclined dashed-white lines are reconstruction artifacts). The dashed and solid blue horizontal lines show the position of the Rosseland radius and the DUSTY inner radius respectively. The solid green horizontal lines delimit the extension of a hot distinct molecular layer). The grey vertical bands cover the spectral ranges where the centro-symmetric Hankel profile is not able to properly reproduce the asymmetric shape of R Scl revealed by non-zero closure phases.

We can compute an inclination of that ring, that ranges from 45 to 50° , corresponding to the inclination angle of a disk if that structure were indeed a thin disk. The disk position angle ranges from 41 to 55° . The central source seems to be resolved or partially resolved.

ACKNOWLEDGMENTS

MATISSE has been built by a consortium composed of French (INSU-CNRS in Paris and OCA in Nice), German (MPIA, MPIfR and University of Kiel), Dutch (NOVA and University of Leiden), and Austrian (University of Vienna) institutes. It was defined, funded and built in close collaboration with ESO. The *Conseil Départemental des Alpes-Maritimes* in France, the Konkoly Observatory and Cologne University have also provided resources to manufacture the instrument. The authors made extensive use of the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC)

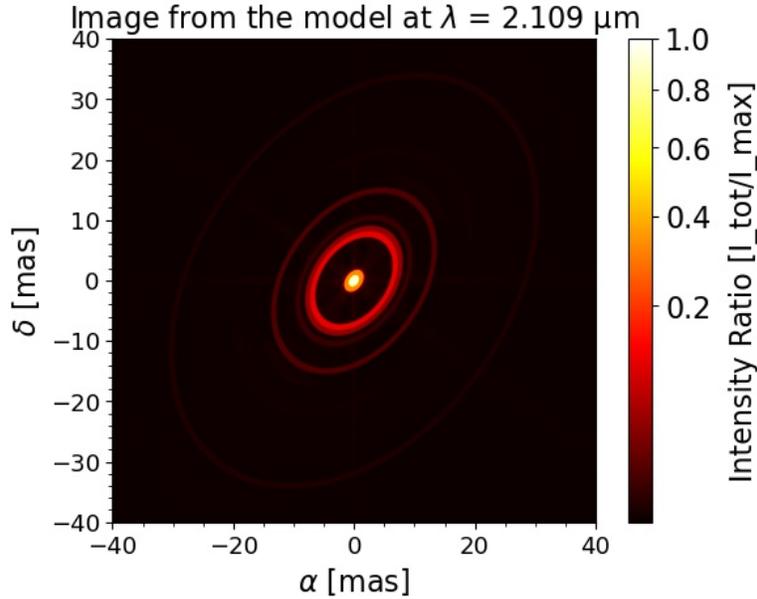


Figure 7: RHAPSODY contribution to the SPIE 2022 beauty contest.

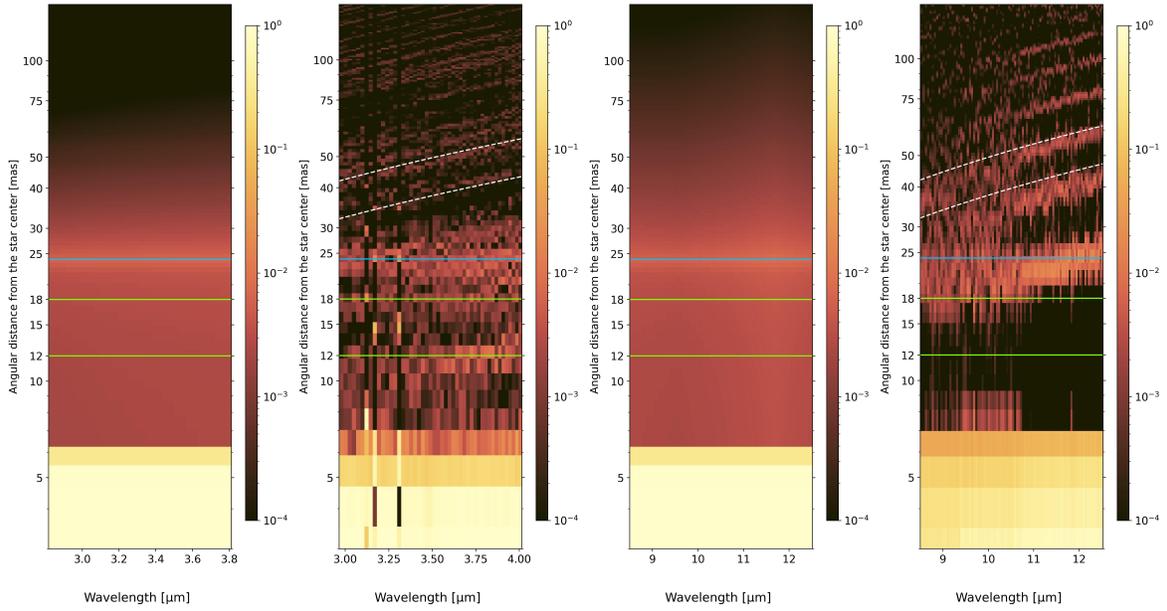
tools to prepare this paper. We can cite among others ASPRO[§] used to prepare the modeled data.

REFERENCES

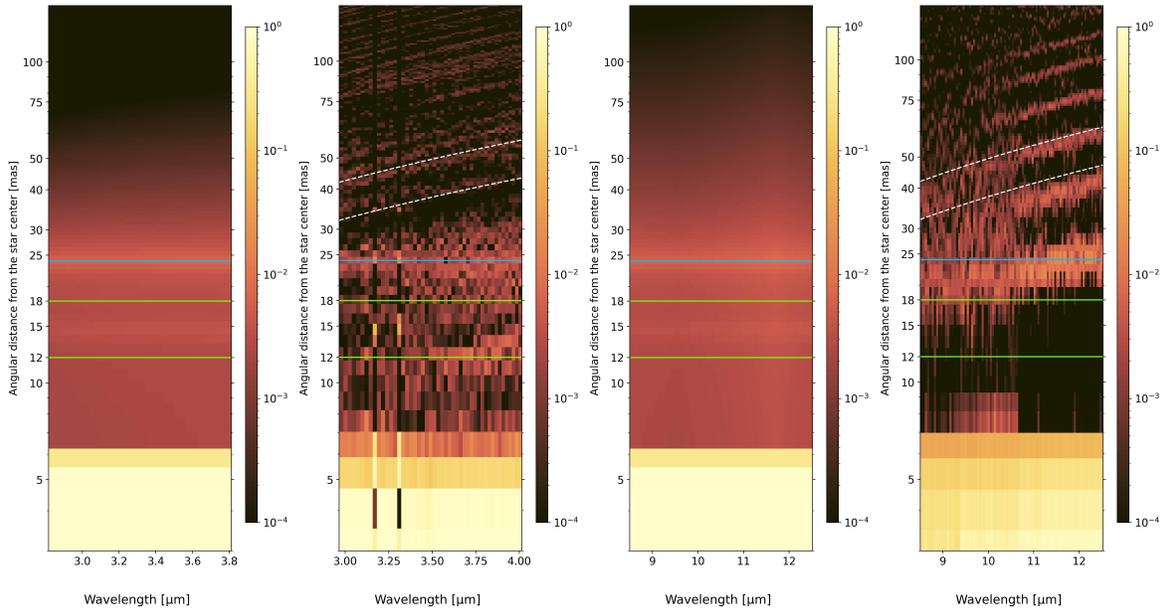
- [1] Buscher, D. F., “Direct maximum-entropy image reconstruction from the bispectrum,” in [*Very High Angular Resolution Imaging*], Robertson, J. G. and Tango, W. J., eds., **158**, 91 (Jan. 1994).
- [2] Malbet, F., Cotton, W., Duvert, G., Lawson, P., Chiavassa, A., Young, J., Baron, F., Buscher, D., Rengaswamy, S., Kloppenborg, B., Vannier, M., and Mugnier, L., “The 2010 interferometric imaging beauty contest,” in [*Optical and Infrared Interferometry II*], Danchi, W. C., Delplancke, F., and Rajagopal, J. K., eds., **7734**, 966 – 977, International Society for Optics and Photonics, SPIE (2010).
- [3] Hofmann, K. H., Weigelt, G., and Schertl, D., “An image reconstruction method (IRBis) for optical infrared interferometry,” *A&A* **565**, A48 (May 2014).
- [4] Millour, F., “Hot Stars and Interferometry,” in [*Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*], *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* **38**, 1–4 (Feb. 2010).
- [5] Claes, R., Kluska, J., Van Winckel, H., and Min, M., “Neural network based image reconstruction with astrophysical priors,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11446**, 114461U (Dec. 2020).
- [6] Sanchez-Bermudez, J., Thiébaud, E., Hofmann, K.-H., Heininger, M., Schertl, D., Weigelt, G., Millour, F., Schutz, A., Ferrari, A., Vannier, M., Mary, D., and Young, J., “The 2016 interferometric imaging beauty contest,” in [*Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*], Malbet, F., Creech-Eakman, M. J., and Tuthill, P. G., eds., **9907**, 372 – 389, International Society for Optics and Photonics, SPIE (2016).
- [7] Duvert, G., Young, J., and Hummel, C. A., “OIFITS 2: the 2nd version of the data exchange standard for optical interferometry,” *A&A* **597**, A8 (Jan. 2017).
- [8] Thiebaud, E. and Giovannelli, J. F., “Image reconstruction in optical interferometry,” *IEEE Signal Processing Magazine* **27**, 97–109 (Jan. 2010).
- [9] Drevon, J., Millour, F., Cruzalebes, P., Paladini, C., and Hron, J. e., “Locating dust and molecules in the inner circumstellar environment of R Sculptoris with MATISSE,” *A&A* (2022).

[§][Link to ASPRO on www.jmmc.fr](http://www.jmmc.fr)

APPENDIX A. RHAPSODY SIMULATIONS

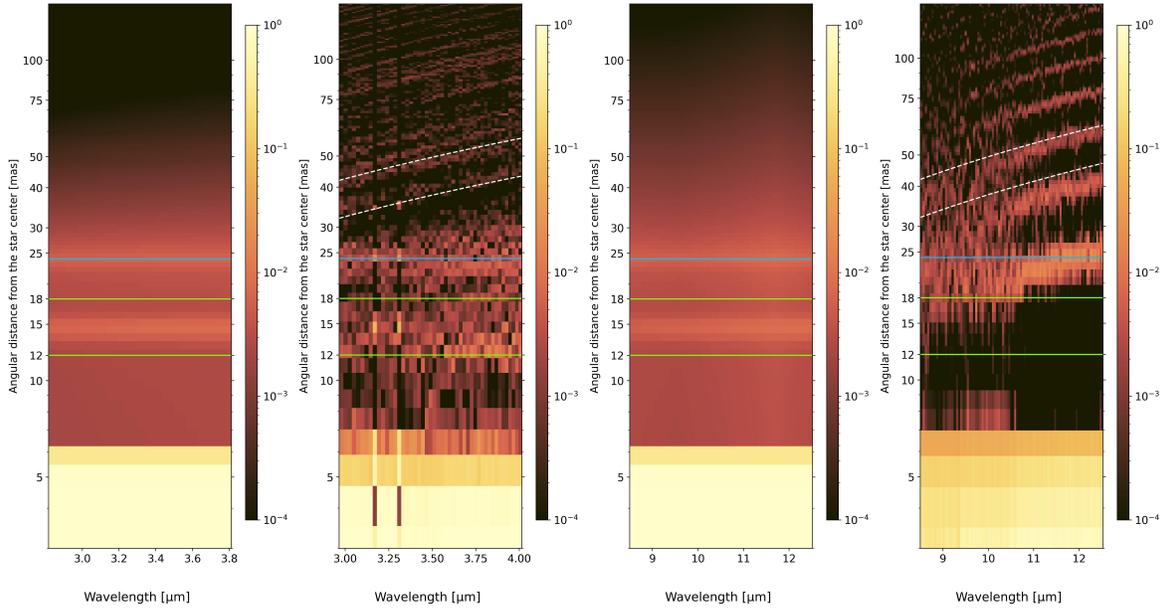


(a) Without the gaussian layer at 15 mas

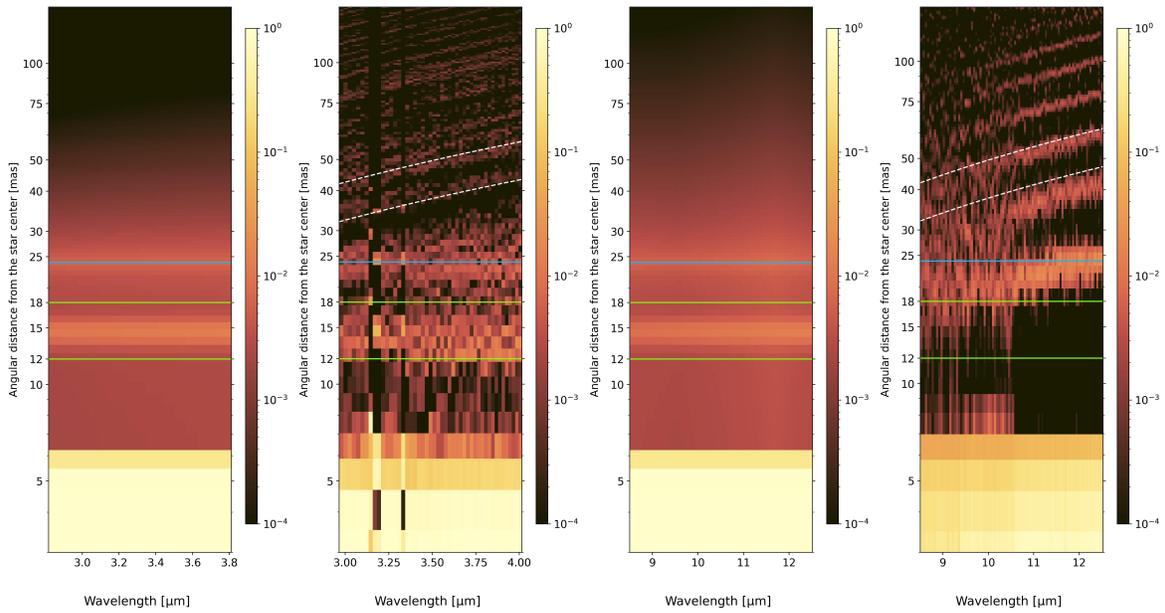


(b) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/1000

Figure 8: Top view continued...

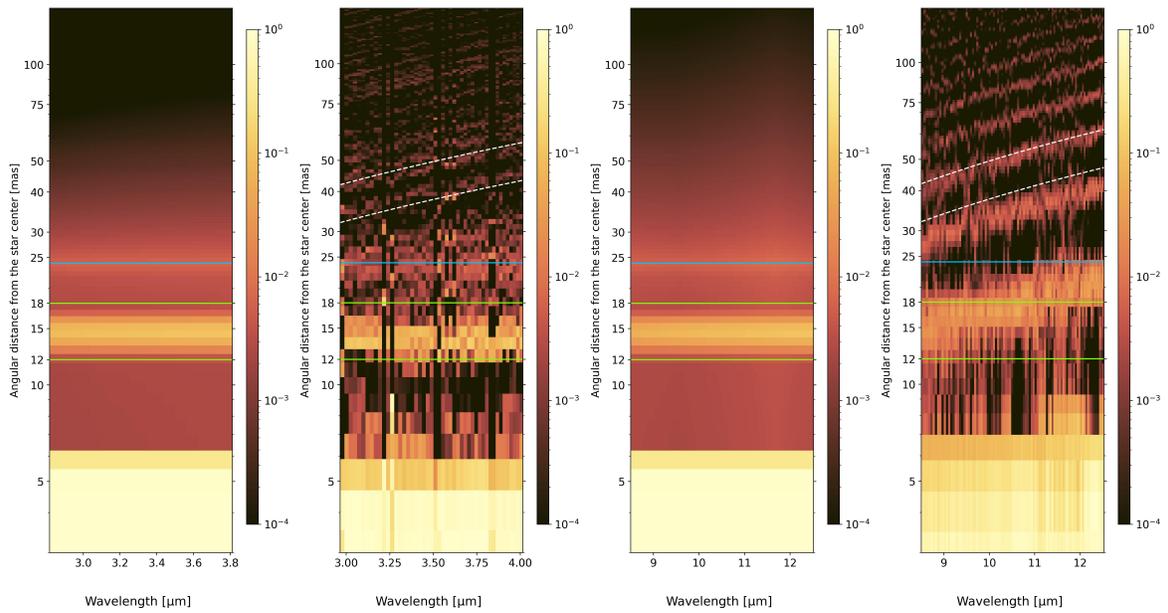


(c) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/200



(d) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/100

Figure 8: Top view continued...



(e) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/10

Figure 8: Modeled intensity spectra from DUSTY panels 1 and 3 and its associated RHAPSODY intensity profiles reconstruction spectra 2 and 4 in *L*-Band and *N*-band respectively (from left to right). A gaussian layer has been also added at 15 mas with an intensity ratio comparing to the star of 1/1000, 1/200, 1/100, 1/50, 1/20, and 1/10.

R Sculptoris, une étoile carbonée pas comme les autres

Sommaire

2.1	Un environnement qui donne le tournis	67
2.1.1	Observations du réseau d’antennes ALMA	67
2.2	MATISSE à la recherche de la binaire de R Scl	68
2.2.1	Analyse spectrale de la composition de l’étoile et de son milieu	68
2.2.1.1	Phase de pulsation et variabilité	68
2.2.1.2	Estimation de la contribution de l’étoile au flux total	71
2.2.1.3	DUSTY et la contribution de la poussière	74
2.2.1.4	Analyse des résultats de l’ajustement du modèle COMARCS+DUSTY	76
2.2.2	Description géométrique de l’environnement	79
2.2.3	Modèles simples	79
2.2.3.1	RHAPSODY	83
2.2.4	Reconstruction d’image avec MiRA	88
2.2.5	Résumé des structures détectées dans l’environnement de R Scl	92
2.2.5.1	Etoile centrale (0–5 mas)	92
2.2.5.2	Couche interne (5–10 mas)	92
2.2.5.3	Couche distincte 12–18 mas	92
2.2.5.4	Émission diffuse >20 mas	92
2.3	Interprétation physique des structures	93
2.3.1	L’étoile centrale contaminée par des molécules (0–5 mas)	93
2.3.2	Couche interne moléculaire chaude (5–10 mas)	93
2.3.3	Une couche moléculaire chaude distincte (12–18 mas)	93
2.3.3.1	L’hypothèse de la poussière	93

2.3.3.2	L'hypothèse des molécules	94
2.3.3.3	L'hypothèse favorisée ?	94
2.3.4	Comparaison de l'environnement de R Scl avec les données PIONIER	95
2.4	Conclusion	95

2.1 Un environnement qui donne le tournis

R Sculptoris est une étoile évoluée AGB carbonée. J'ai regroupé dans le tableau 2.1 les caractéristiques principales de l'étoile que j'ai trouvées dans la littérature. Afin de développer leurs connaissances sur la formation de poussière et la perte de masse des étoiles évoluées, Maercker et al. (2012) ont observé R Scl avec le réseau d'antenne ALMA. Les observations ont révélé une enveloppe de poussière en forme de spirale (cf. Figure 2.1).

TABLE 2.1 – Synthèse des paramètres principaux de R Scl provenant de la littérature.

Caractéristique	Valeur	Référence
Distance	360 ± 50 pc	Maercker et al. (2018)
Masse	$1.3 \pm 0.7 M_{\odot}$	Wittkowski et al. (2017)
Température effective	2640 ± 80 K	Wittkowski et al. (2017)
$\log(L/L_{\odot})$	3.74 ± 0.18	Wittkowski et al. (2017)
Type spectral	C-N5	Barnbaum et al. (1996)
Rapport C/O	1.4	Sacuto et al. (2011), Hron et al. (1998)
Pulsation	Variable semi-régulière	Brunner et al. (2018)
Période de pulsation	370 jours	Samus et al. (2009)
Perte de masse	$2.0 \times 10^{-10} - 1.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	Brunner et al. (2018), De Beck et al. (2010)

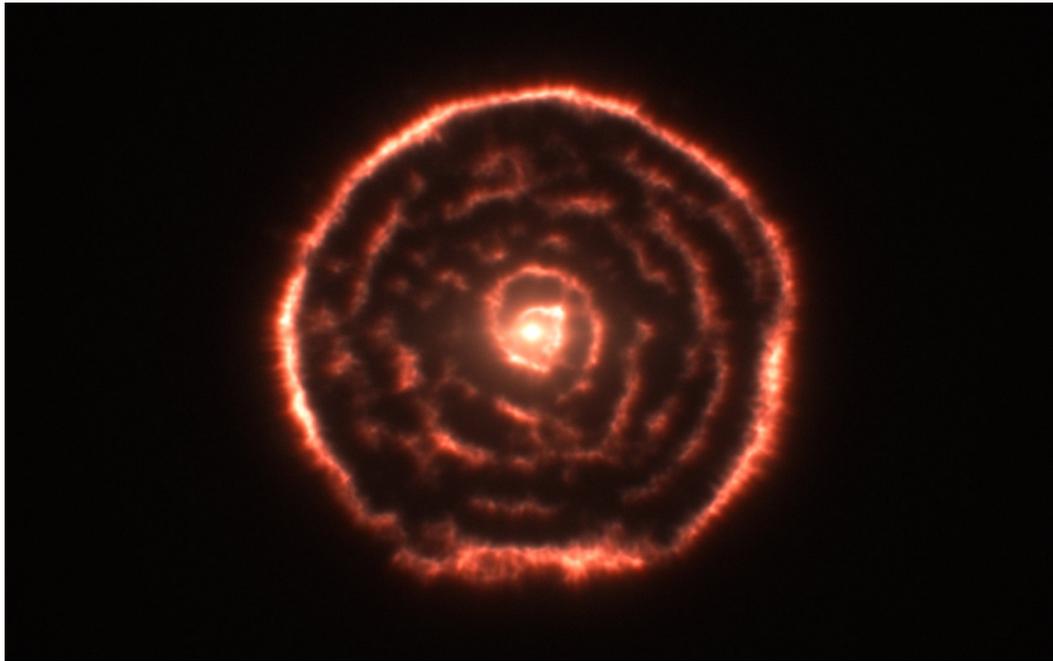


FIGURE 2.1 – Enveloppe en forme de spirale repérée par ALMA autour de l'étoile R Sculptoris. Crédit : ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)/M. Maercker et al.

2.1.1 Observations du réseau d'antennes ALMA

Nous n'avons jusqu'à présent jamais observé de telles structures autour d'étoiles AGB (principalement à cause du manque de résolution angulaire pour les observer). Cette structure est caractéristique de

la présence d'une binaire. Le compagnon en rotation autour de l'étoile interagit avec la perte de masse de l'étoile et transforme l'enveloppe en une spirale. Grâce aux observations d'ALMA, l'équipe a pu extraire certaines propriétés de la binaire comme sa masse, sa distance à l'étoile et sa période de rotation. En utilisant des modèles hydrodynamiques d'atmosphères stellaires, ils en ont déduit qu'il y a environ 1800 ans, pendant à peu près 200 ans, l'étoile aurait connu une perte de masse 30 fois supérieure à sa perte de masse habituelle. Cette observation est cohérente avec le fait que la perte de masse n'est pas constante au cours du temps notamment pendant la phase AGB de l'étoile.

2.2 MATISSE à la recherche de la binaire de R Scl

Depuis 2012, aucune observation ayant pour but de fournir une preuve directe ou indirecte de la présence d'un compagnon dans l'environnement proche de R Scl n'a été faite. En effet, aucun instrument n'était capable à la fois (i) de posséder une résolution angulaire suffisante, (ii) d'atteindre une dynamique suffisante et (iii) de posséder en même temps un champ de vue assez important pour observer la binaire ou ses premières interactions avec l'environnement circumstellaire de l'étoile. En 2018, durant la période de comissioning (tests sur le ciel) de l'instrument MATISSE (Lagarde et al., 2022), R Sculptoris a été observée simultanément en bande L , M et en bande N . Suite à la proximité spectrale des bandes L et M , ces dernières seront annotées dans la suite de cette thèse comme une unique bande notée LM . Les observations MATISSE ont pour but d'apporter la première détection directe de l'interaction entre la binaire et le milieu circumstellaire. Le champ de vue de l'instrument (~ 120 mas en bande LM et ~ 300 mas en bande N) couplé à sa capacité de résolution spectrale ($R= 34-959$ en bande LM et $R= 30-218$ en bande N) et angulaire (~ 3 mas en bande LM et ~ 10 mas en bande N) permettent d'estimer les propriétés chimiques et géométriques du milieu de poussière.

2.2.1 Analyse spectrale de la composition de l'étoile et de son milieu

Dans un premier temps je parlerai de la méthode utilisée pour reconstruire le spectre d'émission de l'étoile seule et dans un second temps j'approfondirai l'étude en parlant de la façon dont le spectre de l'environnement circumstellaire de R Scl a été reconstruit. Avant toute chose, il faut savoir que R Scl est une étoile AGB pulsante, je dois donc m'assurer que pour reconstruire le spectre de l'étoile, l'ensemble des données que je vais utiliser sont prises à la même phase de variabilité de l'étoile que les observations MATISSE. Afin de procéder au calcul de la phase de pulsation d'un objet, il faut en premier lieu estimer la période de pulsation de l'étoile. Pour cela il est d'usage de tracer la courbe de lumière de l'étoile afin de pouvoir y extraire l'information sur sa périodicité (cf. Figure 2.2).

2.2.1.1 Phase de pulsation et variabilité

Pour produire la courbe de lumière de R Sculptoris, j'ai récolté l'ensemble des points photométriques en bande V mis à disposition par l'Association américaine des observateurs d'étoiles variables (AAVSO) puis j'ai construit un périodogramme. Le périodogramme permet de découper l'information sinusoïdale temporelle en information fréquentielle. Les fréquences prédominantes qui apparaissent sur le périodogramme permettent de reconstruire la sinusoïde associée à la courbe de lumière de l'objet observée. Afin de construire le périodogramme pour l'ensemble de mesures prises à des dates différentes et espacées de manière irrégulières, j'ai utilisé la méthode de Lomb-Scargle (VanderPlas, 2018). La méthode Lomb-Scargle se différencie de la méthode classique par son formalisme :

$$P_{LS}(f) = \frac{1}{2} \left\{ \left(\sum_n g_n \cos(2\pi f [t_n - \tau]) \right)^2 / \sum_n \cos^2(2\pi f [t_n - \tau]) \right. \quad (2.1)$$

$$\left. + \left(\sum_n g_n \sin(2\pi f [t_n - \tau]) \right)^2 / \sum_n \sin^2(2\pi f [t_n - \tau]) \right\} \quad (2.2)$$

où g_n est la mesure effectuée au moment t_n . τ est une variable définie à chaque fréquence f afin de conserver les propriétés d'invariance temporelle de l'équation :

$$\tau = \frac{1}{4\pi f} \tan^{-1} \left(\frac{\sum_n \sin(4\pi f t_n)}{\sum_n \cos(4\pi f t_n)} \right) \quad (2.3)$$

La différence principale du formalisme du périodogramme de Lomb-Scargle réside dans le dénominateur $\sum_n \sin^2(2\pi f t_n)$ et $\sum_n \cos^2(2\pi f t_n)$ qui diffère du cas classique $N/2$ qui est la valeur attendue dans le cas limite d'un échantillon complet de valeurs défini à chaque fréquence.

Suite à l'utilisation du périodogramme de Lomb-Scargle sur les points photométriques AAVSO observés depuis 130 ans, j'identifie deux pics : un à $P_1 = 372$ jours et un autre à $P_2 = 15000$ jours (41 ans) (cf. Figure 2.3).

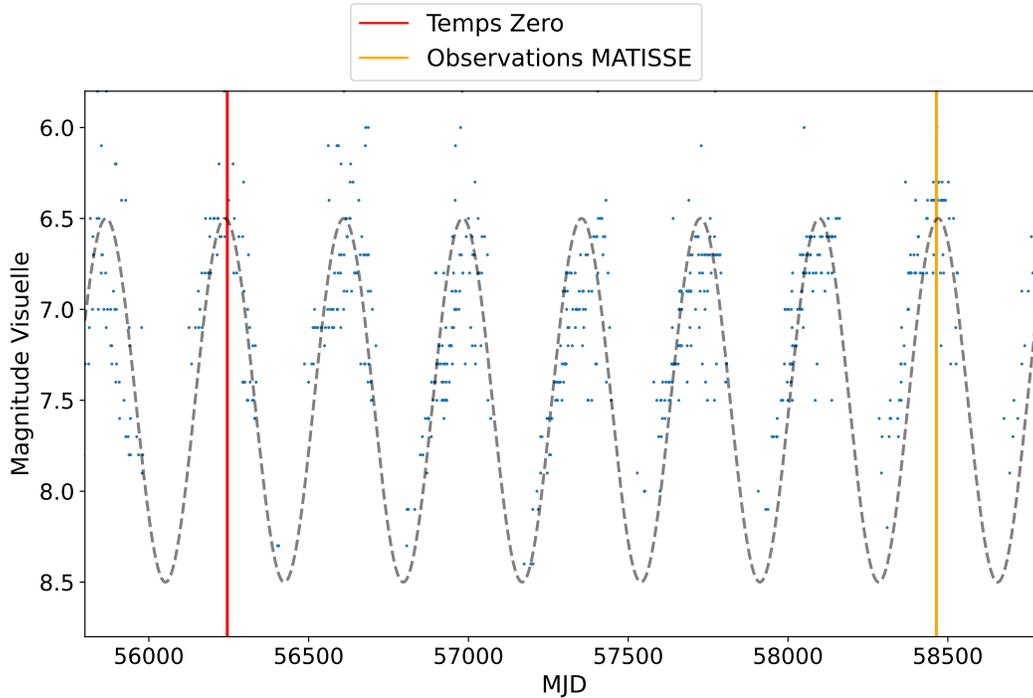


FIGURE 2.2 – Les points bleus sont les points photométriques AAVSO, la courbe noire représente la sinusoïde de période 372 jours, la ligne verticale rouge représente l'instant T_0 et en jaune la date des observations MATISSE.

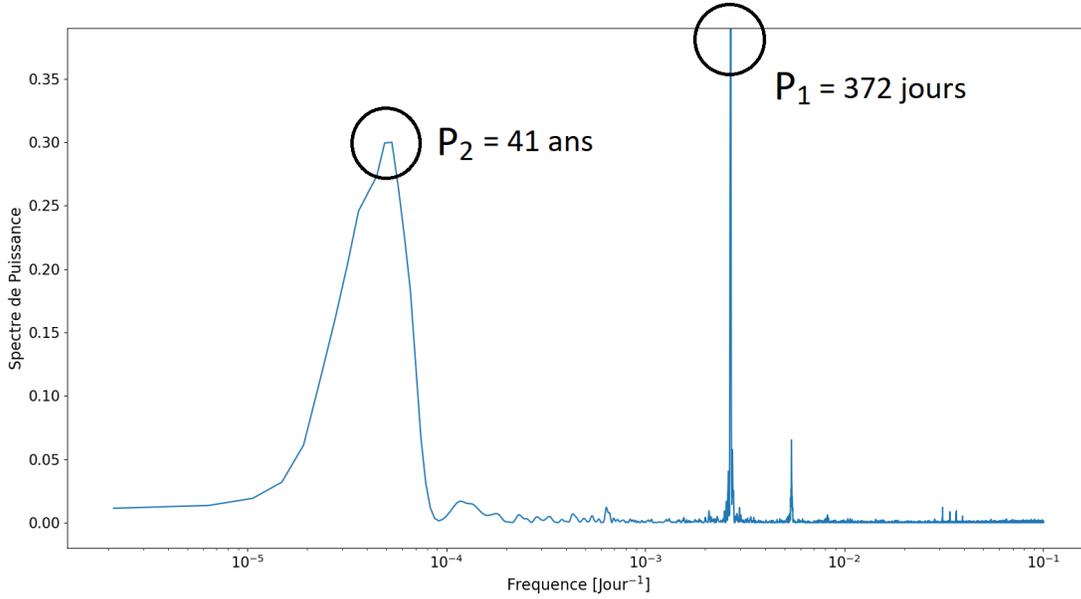


FIGURE 2.3 – Résultat du périodogramme de Lomb-Scargle effectué sur les données photométriques AAVSO de R Scl. Nous pouvons y voir les deux pics correspondant aux périodes de pulsation $P_1 = 372$ jours et $P_2 = 15000$ jours (41 ans).

Afin de m’assurer que le pic P_2 de 41 ans (que j’appelle période de variabilité) ne soit pas une harmonique du premier pic P_1 (que j’appelle période de pulsation), j’ai soustrait la période de pulsation P_1 aux données et j’ai ré-appliqué la méthode de Lomb-Scargle. Ceci a permis de confirmer la présence de cette période P_2 de variabilité de long-terme de 41 ans.

La période de pulsation P_1 est déjà une période référencée dans la littérature (Wittkowski et al., 2017). Cependant la période de variabilité P_2 de R Scl n’a jamais été référencée jusqu’à présent. Cette période de variabilité est d’ailleurs en complète adéquation avec la détection de longues variabilités secondaires dans l’analyse des courbes de lumière de plusieurs autres AGBs de la littérature (Wood et al., 1999; Soszyński et al., 2021). Dans ce travail, je considérerai uniquement la période de pulsation pour l’analyse spectrale de R Scl (c.f Figure 2.2).

Maintenant que la période de pulsation a été identifiée, il ne me reste plus qu’à déterminer la phase de pulsation. Si je pars du principe qu’une pulsation est 2π périodique, je peux alors décomposer la courbe de lumière, non plus en fonction du temps, mais en fonction d’une phase. Le seul paramètre à fournir est le temps de référence T_0 pour initialiser la phase. Les observations MATISSE ayant été effectuées près d’un maximum de la courbe de lumière, j’ai décidé de prendre l’instant T_0 sur un des maximums de la courbe de lumière situé à $T_0 = 2\,456\,245.5$ jours juliens, soit le 14-11-2014 à 0h00. Ensuite, j’utilise la formule suivante pour déterminer la phase de pulsation :

$$\varphi = \frac{(t - T_0)[P_1]}{P_1}, \quad (2.4)$$

avec $[P_1]$ correspondant au modulo de P_1 . Appliquée sur la date des observations des données MATISSE ayant eu lieu du 03-12-2018 au 15-12-2018, cela nous donne une phase de pulsation moyenne de $\varphi_{MATISSE} = 0.95$ (cf. Figure 2.4).

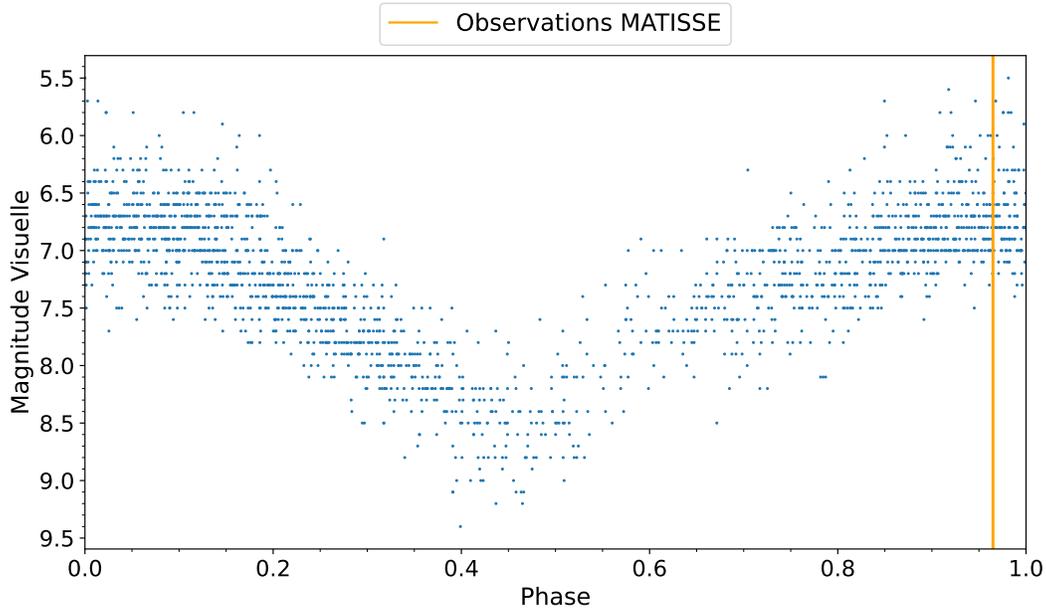


FIGURE 2.4 – Les points bleus sont les points photométriques AAVSO affichés en fonction de la phase de pulsation P_1 et la ligne verticale orange correspond à la phase des observations MATISSE.

2.2.1.2 Estimation de la contribution de l'étoile au flux total

Afin d'estimer la contribution de l'étoile j'utilise une méthode décomposée en trois étapes :

1. La première étape consiste à récolter des données photométriques au sein de plusieurs bandes spectrales dont nous supposons que la contribution de la poussière est négligeable par rapport à celle de l'étoile. L'ensemble des points photométriques présentés dans le tableau 2.2 et utilisés dans ce travail possède une phase de pulsation proche ($\phi=0.85-0.98$) de celles des observations MATISSE ($\phi=0.95$). Les données en bande VRI, ont été observées par l'observatoire de Catalina et Tonantzintla à une phase de pulsation $\varphi = 0.85$ et font parties de l'*UBVRIJKL* Photometry Catalog. Concernant les données dans l'infrarouge proche et moyen, j'ai pris les données de Whitelock et al. (2006) regroupant la photométrie de plusieurs objets IRAS en bande JHKL incluant R Scl.
2. La deuxième étape (abordée en détail ci-après) consiste à soustraire le rougissement induit par le milieu interstellaire pour ne conserver que la contribution du milieu circumstellaire et de l'étoile.
3. La dernière étape consiste à ajuster par minimisation de χ^2 un ensemble de modèles d'atmosphère stellaire COMARCS sur les données photométriques corrigés du rougissement afin d'estimer les propriétés physiques et chimiques de l'étoile.

Ici, j'explique en détail la procédure de dérougissement de l'étoile que j'ai utilisée. Le dérougissement est un processus consistant à supprimer la contribution de la poussière qui se situe sur la ligne de visée et qui ne provient pas directement de l'environnement de la source observée. Le dérougissement est

un processus compliqué qui nécessite une bonne estimation de la carte de distribution de la poussière dans notre galaxie. La Data Release n°2 (DR2) du catalogue Gaia (Gaia Collaboration, 2018) fournit des mesures d’extinction. J’ai alors décidé d’effectuer une recherche de la valeur d’extinction pour R Scl dans la base de données VizieR (Ochsenbein et al., 2000). Les résultats obtenus étaient beaucoup trop éloignés les uns des autres et ne fournissaient pas de valeurs cohérentes entre elles. J’ai donc décidé d’appliquer une méthode de dérougissement utilisée dans des travaux similaires (Sacuto et al., 2011; Bagnulo et al., 1998) afin d’estimer une première valeur de l’absorption induite par le milieu interstellaire. J’ai utilisé la formule empirique de l’extinction en bande V notée A_V de Milne et Aller (1980) :

$$A_V = 0.18 \left(\frac{1 - e^{-11.1d \sin|b|}}{\sin|b|} \right), \quad (2.5)$$

avec d la distance de l’objet (en kpc) et b la latitude galactique. Cette formule nous montre que plus un objet est éloigné de l’observateur, plus la quantité de matière interstellaire dans la ligne de visée est importante, et donc plus l’absorption est grande. Nous pouvons également remarquer que plus l’objet se rapproche du plan galactique (latitude galactique proche de 0°) plus l’objet possède une grande extinction visuelle. Dans le cas de R Scl, en prenant $b = -80.59^\circ$ et $d = 360 \pm 50$ pc, j’obtiens alors $A_V = 0.178$. La deuxième étape consiste à calculer le taux d’extinction sélectif $E(B-V)$ en utilisant la relation suivante (Fitzpatrick, 1999) :

$$R = \frac{A_V}{E(B-V)} \quad (2.6)$$

En supposant une valeur classique de $R = 3.1$ (Fitzpatrick, 1999), je peux alors estimer la valeur de $E(B-V) = 0.06$. Cette valeur permet ensuite d’estimer la valeur d’extinction à n’importe quelle longueur d’onde notée A_λ . Pour cela, j’utilise les valeurs de $A_\lambda/E(B-V)$ regroupées dans le papier de Fitzpatrick (1999) pour $R = 3.1$. Pour finir, j’estime la valeur du flux après dérougissement F_{der} à l’aide de la formule suivante :

$$F_{der} = F_r e^{A_\lambda} \quad (2.7)$$

où F_r correspond au flux photométrique avant dérougissement encore impacté par l’absorption du milieu interstellaire.

Après avoir effectué le dérougissement sur l’ensemble des données photométriques (cf. Tableau 2.2), j’ajuste les modèles COMARCS par minimisation de χ^2 . La grille de modèles COMARCS possède des paramètres différents de gravité surfacique, de luminosité, de température effective, de masse et de composition chimique. J’ai dans un premier temps trié les modèles en fonction de leurs températures pour ne garder que les modèles possédant une température effective proche des valeurs estimées dans la littérature. J’ai ensuite sélectionné ce sous-échantillon de modèles afin d’effectuer l’ajustement. Le modèle possédant la plus petite valeur de χ^2 est le modèle que j’ai gardé pour décrire la contribution spectrale de l’étoile. J’ai regroupé les propriétés physiques du modèle sélectionné dans le Tableau 2.3.

Maintenant que la contribution spectrale de l’étoile est modélisée, il ne me reste plus qu’à estimer la

TABLE 2.2 – Liste des données photométriques utilisées.

Bande	MJD	φ	A_λ	Magnitude mesurée	Flux mesuré (Jy)	Flux dérougi (Jy)
V	38 700	0.85	0.18	5.84 ± 0.02	17.37 ± 1.0	20.8 ± 1.0
V	–	–	–	5.76 ± 0.02	18.88 ± 1.1	22.6 ± 1.1
V	–	–	–	5.71 ± 0.02	19.63 ± 1.2	23.5 ± 1.2
R	–	–	0.13	3.76 ± 0.02	92.2 ± 4.2	105 ± 4.2
R	–	–	–	3.72 ± 0.02	94.8 ± 4.3	108 ± 4.3
R	–	–	–	3.68 ± 0.02	98.3 ± 4.5	112 ± 4.5
I	–	–	0.07	2.38 ± 0.03	321 ± 10.4	345 ± 10.4
I	–	–	–	2.35 ± 0.03	296 ± 9.6	318 ± 9.6
I	–	–	–	2.29 ± 0.03	301 ± 9.7	323 ± 9.7
J	52 888	0.98	0.05	1.64 ± 0.03	352 ± 11	371 ± 11
H	–	–	0.03	0.39 ± 0.03	756 ± 11	779 ± 23
K	–	–	0.02	-0.23 ± 0.03	826 ± 11	843 ± 25
L	–	–	0.01	-0.81 ± 0.05	608 ± 11	614 ± 18
J	50 274	0.95	0.05	1.69 ± 0.03	337 ± 11	354 ± 10
H	–	–	0.03	0.45 ± 0.03	714 ± 11	736 ± 22
K	–	–	0.02	-0.14 ± 0.03	762 ± 11	777 ± 23
L	–	–	0.01	-0.66 ± 0.05	530 ± 11	535 ± 16

TABLE 2.3 – Paramètres physiques et chimiques du modèle COMARCS sélectionné.

Paramètre	Valeur	Fixé
Distance	360 ± 50 pc	Oui
Gravité de surface	-0.50 ± 0.10 cm.s ⁻²	Non
Température Effective	2700 ± 100 K	Non
Luminosité	8000 ± 1000 L_\odot	Non
Masse	2.0 ± 0.5 M_\odot	Non
Rapport C/O	$2^{+2.0}_{-0.6}$	Non
Vitesse micro-turbulente	2.5 km.s ⁻¹	Oui
Rayon de Rosseland	1.91 ± 0.20 au	Non
	5.3 ± 0.6 mas	

contribution de la poussière. J'énumère les principales étapes de la méthode qui seront détaillées dans la section suivante :

1. Pour modéliser l'émission de poussière, j'utilise le code de transfert radiatif 1D DUSTY (Ivezić et Elitzur, 1996). Mes échanges avec Željko Ivezić m'ont permis de comprendre comment le code fonctionnait et d'aboutir à une méthode d'ajustement robuste qui m'a beaucoup servi dans le cadre de ma thèse. J'ai également identifié un bug dans le code qui a permis de corriger une erreur présente dans l'estimation des profils d'intensités ;
2. Je fournis ensuite au code le modèle COMARCS comme spectre de référence pour la source centrale afin que DUSTY puisse y ajouter l'information spectrale de la poussière ;
3. Afin d'effectuer l'ajustement spectral, j'utilise un spectre ISO/SWS. Le spectre ISO/SWS de l'environnement circumstellaire de R Scl sélectionné a été observé à une phase de pulsation $\phi_{ISO}=0.98$ similaire à celles des observations MATISSE ($\phi_{MATISSE}=0.95$) ;
4. Le modèle COMARCS + DUSTY est ensuite ajusté à la fois sur le spectre ISO/SWS mais également sur les données interférométriques des visibilités MATISSE. DUSTY reconstruit l'environnement circumstellaire en utilisant une source centrale modélisée par un disque uniforme et une enveloppe de poussière à symétrie sphérique. L'enveloppe de poussière commence à une distance angulaire θ_{in} du centre de la source qui dépend de la température de condensation de la poussière et se termine à une distance $\theta_{out} = Y \times \theta_{in}$ définie par l'utilisateur.

Le but est donc double : je modélise à la fois la contribution spectrale de l'enveloppe circumstellaire de R Scl mais je fais également en sorte de fournir une description géométrique de l'environnement circumstellaire par le biais des observables interférométriques.

2.2.1.3 DUSTY et la contribution de la poussière

DUSTY est un code utilisant les propriétés d'invariance d'échelle du transfert radiatif. Le code part du postulat qu'il existe uniquement deux types de dimensions impliquées dans les équations du transfert radiatif : l'intensité et l'unité de longueur, le reste n'étant qu'un rapport entre ces deux dimensions. L'équation du transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{dI_\lambda(r, \theta, \phi)}{dl} = k_\lambda(S_\lambda - I_\lambda) \quad (2.8)$$

avec I_λ l'intensité observée à une position donnée $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$, S_λ la contribution de la fonction source de l'étoile (dans notre cas le modèle d'atmosphère stellaire COMARCS) et k_λ l'extinction globale (incluant l'absorption et la diffusion induite par le nuage de poussière) tel que $d\tau_\lambda = \kappa_\lambda dl$ avec $d\tau$ correspondant à la profondeur optique.

Récrivons cette équation de transfert radiatif pour la rendre indépendante de toute unité de longueur. Pour cela le code ne va plus considérer que nous nous situons à une position $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$ de la source d'émission mais à une position $\mathbf{y} = (y, \theta, \phi)$ avec $y = r/R_{int}$ où R_{int} correspond au rayon linéaire du bord interne de l'enveloppe de poussière. L'élément dl devient alors égal à $dl = R_{int} dy$. De plus, si nous considérons en première approximation une enveloppe de poussière à symétrie sphérique, les propriétés d'isotropie du milieu rendent alors les variables angulaires inutiles. Le vecteur de position devient alors $\mathbf{y} = (y)$. Nous pouvons réécrire l'équation du transfert radiatif sous la forme suivante :

$$\frac{dI_\lambda(y)}{dy} = \frac{d\tau_\lambda(y)}{dy} (S_\lambda - I_\lambda) \quad (2.9)$$

Considérons une loi décrivant la distribution radiale de l'opacité au sein de l'enveloppe notée $\eta(y)$ dont l'intégrale vaudrait 1 et serait sans dimension. Nous pouvons alors exprimer la profondeur optique de la manière suivante :

$$d\tau_\lambda(y) = \frac{\eta(y)\tau_\lambda^T}{dy} \quad (2.10)$$

avec τ_λ^T la profondeur optique totale intégrée sur la ligne de visée à la longueur d'onde λ ce qui donne alors :

$$\frac{dI_\lambda(y)}{dy} = \tau_\lambda^T \eta(y) (S_\lambda - I_\lambda) \quad (2.11)$$

L'équation du transfert radiatif devient donc indépendante des dimensions de longueurs et le code cherche à résoudre l'équation en utilisant les paramètres d'entrées (détaillé ci-après) comme décrit dans le papier de Ivezić et Elitzur (1997).

Je décompose la suite de cette sous-section en deux parties : (i) je présente comment DUSTY construit son environnement de poussière et (ii) j'énumère les paramètres initiaux que j'utilise pour initialiser l'enveloppe de poussière avant d'ajuster le modèle sur les données spectroscopiques et interférométriques.

DUSTY modélise sa source centrale comme un disque uniforme entouré d'une enveloppe de poussière. Entre la surface de l'étoile et le bord interne de l'enveloppe de poussière, il n'y a aucun matériel présent. Une fois à l'intérieur de l'enveloppe, le code commence à résoudre les équations du transfert radiatif et considère que l'enveloppe est formée par une seule espèce de grain de poussière. Dans le cas de figure où plusieurs éléments sont présents dans l'enveloppe, le code va alors moyenniser leurs propriétés optiques pour n'avoir in fine qu'une seule et même espèce. Cette nouvelle espèce aura alors les mêmes propriétés optiques et le même poids dans les équations de transfert radiatif que si nous avions considéré une enveloppe de poussière constitué de plusieurs espèces chimiques de grains avec leurs propriétés optiques respectives. Maintenant que la méthode utilisée par DUSTY pour construire son enveloppe est décrite, j'introduis les paramètres initiaux utilisés pour l'ajustement.

R Scl étant une étoile carbonée, je m'attends donc à observer de la poussière carbonée. De précédents travaux ont révélé la présence de deux types de poussière distinctes : d'une part du carbure de silicium (noté SiC) et d'autre part du carbone amorphe (noté amC) également observée par identification spectrale des éléments chimiques dans la figure 2.5 qui sera développé plus loin dans cette section. La concentration de chaque éléments formant la mixture de poussière est donc un paramètre libre de notre modèle. Concernant la taille des grains notée a , j'adopte la loi de distribution MRN (Mathis Rumpl Nordsieck) $n(a) \approx a^{-3.5}$ (Mathis et al., 1977) permettant de reproduire la distribution de la taille des grains de poussières observée dans le milieu interstellaire. En effet, sachant que la poussière du milieu interstellaire provient

essentiellement des étoiles évoluées, il est donc naturel de s'attendre à ce que la distribution de la taille des grains soit également la même que celle observée autour des étoiles en fin de vie. J'initialise ensuite la distribution des grains de poussière au sein de l'enveloppe en utilisant l'approximation analytique suivante simulant une répartition des grains de poussière par vents stellaire (Ivezic et al., 1999) :

$$\eta(y) \propto \frac{1}{y^2} \left[\frac{y}{y - 1 + (v_1/v_e)^2} \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

avec v_1 et v_e respectivement la vitesse des vents stellaires au niveau du rayon interne et du rayon externe de l'enveloppe de poussière.

Cette option est recommandée pour les étoiles AGB et permet par son caractère analytique, de gagner un temps de calcul significatif. J'ai décidé de fixer le rayon externe de l'enveloppe à $R_{ext} = 1000 R_{int}$ et la température du bord interne à $T_1 = 1200 K$ pour être cohérent avec des travaux similaires effectués par Sacuto et al. (2011).

Maintenant que j'ai initialisé la composition de l'enveloppe, la distribution des grains de poussière, la température du bord interne et la taille de l'enveloppe, je peux alors lancer ma routine d'ajustement qui utilise DUSTY afin de générer plusieurs modèles différents. Le but de la méthode est d'ajuster à la fois (i) le spectre du modèle COMARCS+DUSTY sur le spectre ISO/SWS et (ii) les visibilitées calculées à partir des profils d'intensités fournis en sortie de DUSTY avec les visibilitées MATISSE. Dans ce cas précis, il n'est pas utile d'utiliser les mesures de phase de clôture car DUSTY est un code de transfert radiatif centro-symétrique (clôture de phase nulle ou égale à 180°).

A la suite de l'ajustement du spectre et des visibilitées en bande *LM* et en bande *N*, j'ai regroupé l'ensemble des propriétés du meilleur modèle avec la plus faible valeur de $\chi^2 = 37.7$ dans le tableau 2.4.

TABLE 2.4 – Paramètre physiques et chimiques du modèle DUSTY.

Paramètre	Valeur	Fixé
Composition chimique	AmC and SiC $88 \pm 11\%$ of AmC $12 \pm 11\%$ of SiC	Non
Distribution en taille des grains	$n(a) \propto a^{-3.5}$	Oui
Profondeur optique à $\lambda = 1 \mu\text{m}$	0.19 ± 0.05	Non
Température du bord interne	$1200 \pm 100 K$	Oui
Diamètre angulaire du bord interne θ_{in}	$49 \pm 18 \text{ mas}$	Non
Diamètre angulaire externe	$4.6 \pm 1.7 R_\star$ $1000 \theta_{in}^e$	Oui
Perte de Masse	$1.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	Non

2.2.1.4 Analyse des résultats de l'ajustement du modèle COMARCS+DUSTY

Dans cette partie j'analyse les résultats des ajustements sur le spectre et les visibilitées.

A la suite de l'ajustement spectral, j'ai identifié trois principaux éléments chimiques présents dans les bandes spectrales de MATISSE (cf. Figure 2.5) :

- En bande *LM* j'observe la présence de C_2H_2 et de HCN . Ces deux composés sont des éléments précurseurs à la formation des grains de poussières dans les environnements d'étoiles carbonées.
- En bande *N* j'observe la signature du SiC . Cette signature fait débat : nous savons qu'il existe autour de $11.3 \mu m$ des absorptions moléculaires induites par le C_2H_2 et l' HCN : une entre $6.5-9.0 \mu m$ centrée à $7.5 \mu m$ et une autre entre $11.0-16.0 \mu m$ centrée à $13.0 \mu m$. De ce fait, la combinaison de ces deux signatures spectrales pourrait mimer ou surestimer la profondeur de la signature spectrale observée du SiC . La signature que je pourrais avoir identifié comme étant celle du SiC pourrait être en fait la trace d'un "pseudo-continu" borné par deux signatures spectrales en absorption (cf. Figure 2.6). La réponse à cette question nécessite un travail plus approfondi impliquant des modèles d'atmosphère hydrodynamiques 3D et un code de transfert radiatif plus complexe. Dans le cadre de mon travail, je me limite à l'hypothèse conservatrice décrite dans la littérature de la présence de SiC dans l'environnement de R Scl.

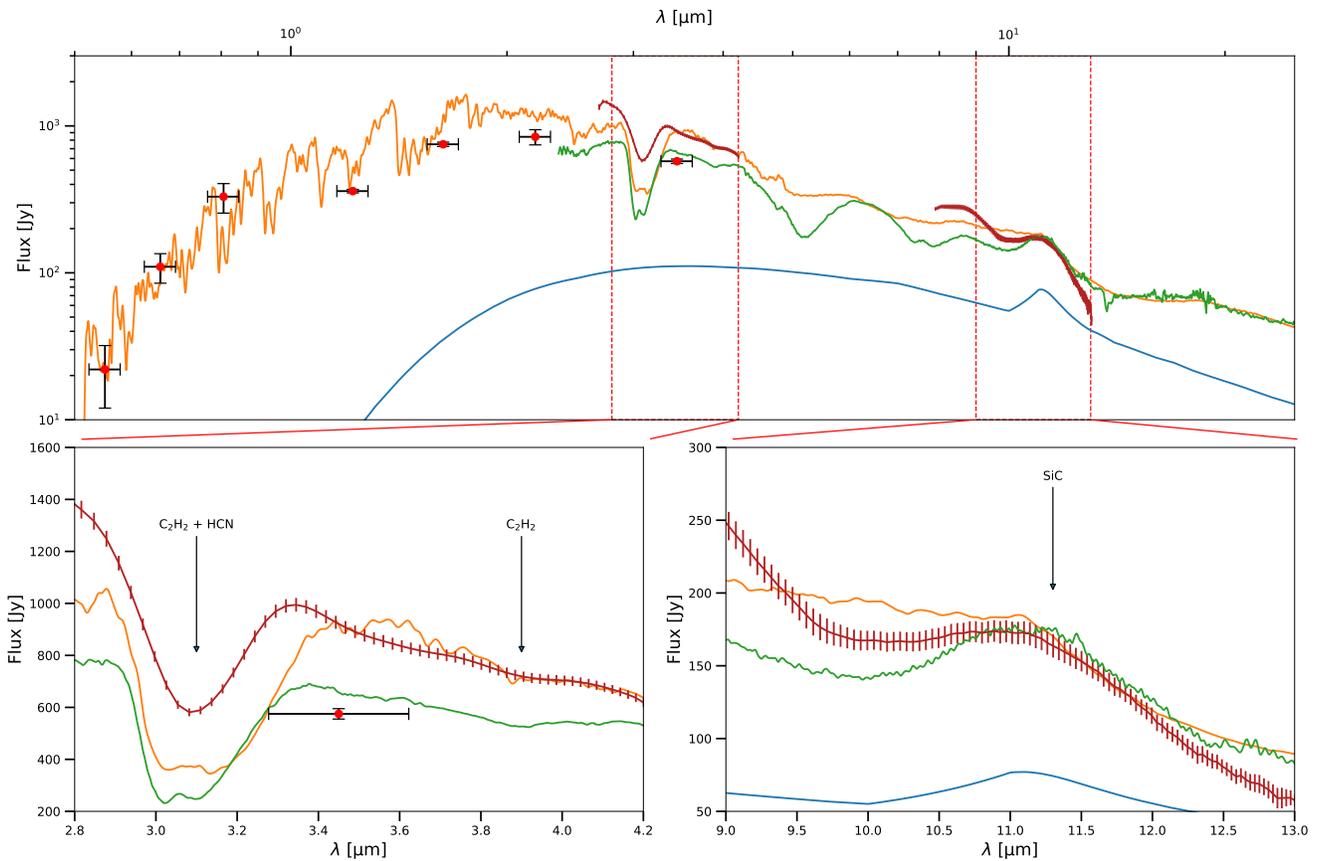


FIGURE 2.5 – La courbe bleue représente la contribution de la poussière simulée par DUSTY, la courbe orange représente le modèle COMARCS + DUSTY qui ajuste au mieux le spectre ISO (vert). La courbe marron représente le spectre MATISSE dans les deux bandes *LM* et *N*. Les pointillés représentent l'extension du modèle DUSTY hors des fréquences spatiales couvertes par MATISSE.

L'ajustement du spectre dans la bande *LM* présente dans la figure 2.5, montre que la courbe orange représentant le modèle COMARCS+DUSTY et la courbe verte représentant le spectre ISO ne s'ajustent pas correctement. La phase de pulsation des observations ISO $\varphi_{ISO} = 0.98$ étant proche de celle des observations MATISSE $\varphi_{MATISSE} = 0.95$ nous devrions observer des environnements comparables. Cet

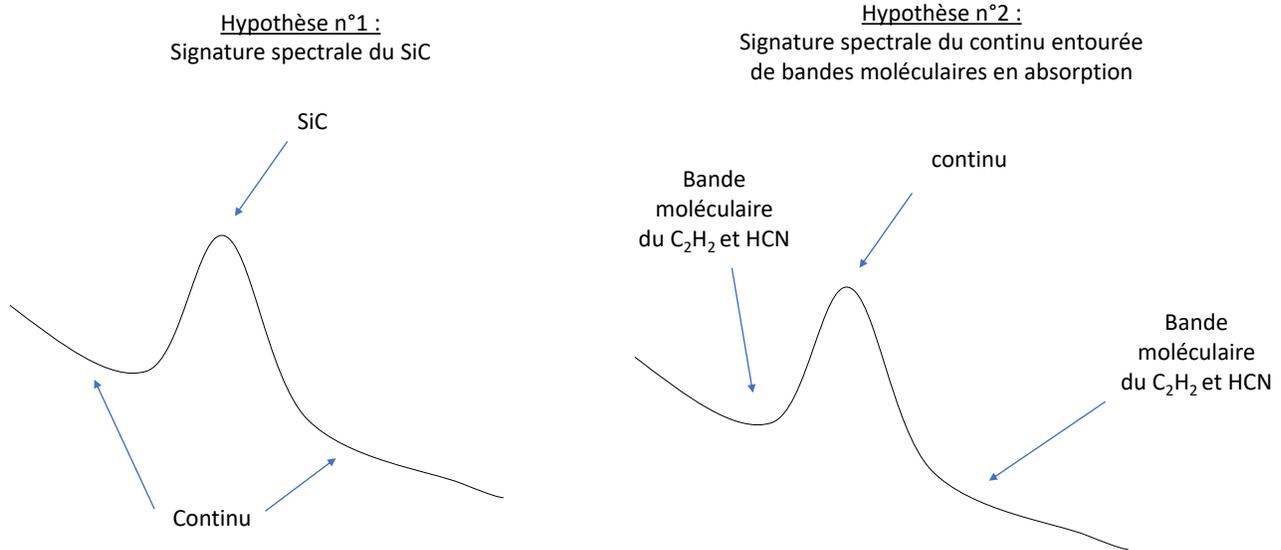


FIGURE 2.6 – Gauche : la signature spectrale du SiC correspond bien à une signature de SiC entouré d’un continu. Droite : la signature de SiC est en fait une signature du continu entouré de bandes moléculaires en absorption.

écart peut s’expliquer par le fait que le modèle d’atmosphère stellaire COMARCS de R Scl ne suffise pas à expliquer la totalité du matériel moléculaire présent.

Dans la bande N, là où la poussière domine et où un meilleur ajustement est attendu, nous remarquons que le spectre ISO, le spectre MATISSE calibré ainsi que le modèle COMARCS+DUSTY correspondent parfaitement notamment lorsqu’il s’avère de modéliser l’émission spectrale du SiC à $\lambda_{SiC} = 11.3 \mu\text{m}$ et du continu.

Concernant l’ajustement sur les visibilités, je montre le résultat de l’ajustement sur 4 longueurs d’ondes particulières dans la figure 2.7 et les résidus de Pearson dans la figure 2.8. Les résidus de Pearson correspondent aux résidus entre le modèle M et les données D normalisés par les erreurs σ_D des données que j’ai ensuite élevé au carré :

$$r_{Pearson} = \frac{(M - D)^2}{\sigma_D^2} \quad (2.13)$$

Pour chaque figure, la première ligne nous montre les résultats en bande LM . Le panneau a représente l’ajustement DUSTY (en bleu) à la longueur d’onde centrale de la bande d’absorption du C₂H₂ + HCN à $3.1 \mu\text{m}$ superposé aux données MATISSE (en rouge); le panneau b nous montre les résultats de l’ajustement à $3.5 \mu\text{m}$ qui correspond au pseudo-continuum en bande LM . Nous observons pour la bande LM que le modèle de transfert radiatif ne suffit pas à décrire la géométrie de l’environnement. Concernant la bande

N, les panneaux *c* et *d* montrent respectivement l’ajustement du modèle à $11.30 \mu\text{m}$ (la longueur d’onde centrale de la signature spectrale du SiC) et à $12.00 \mu\text{m}$ (hors de la bande du SiC). Nous remarquons que les ajustements, quoi que convenables et meilleurs que ceux en bande *LM*, n’en restent pas moins perfectibles.

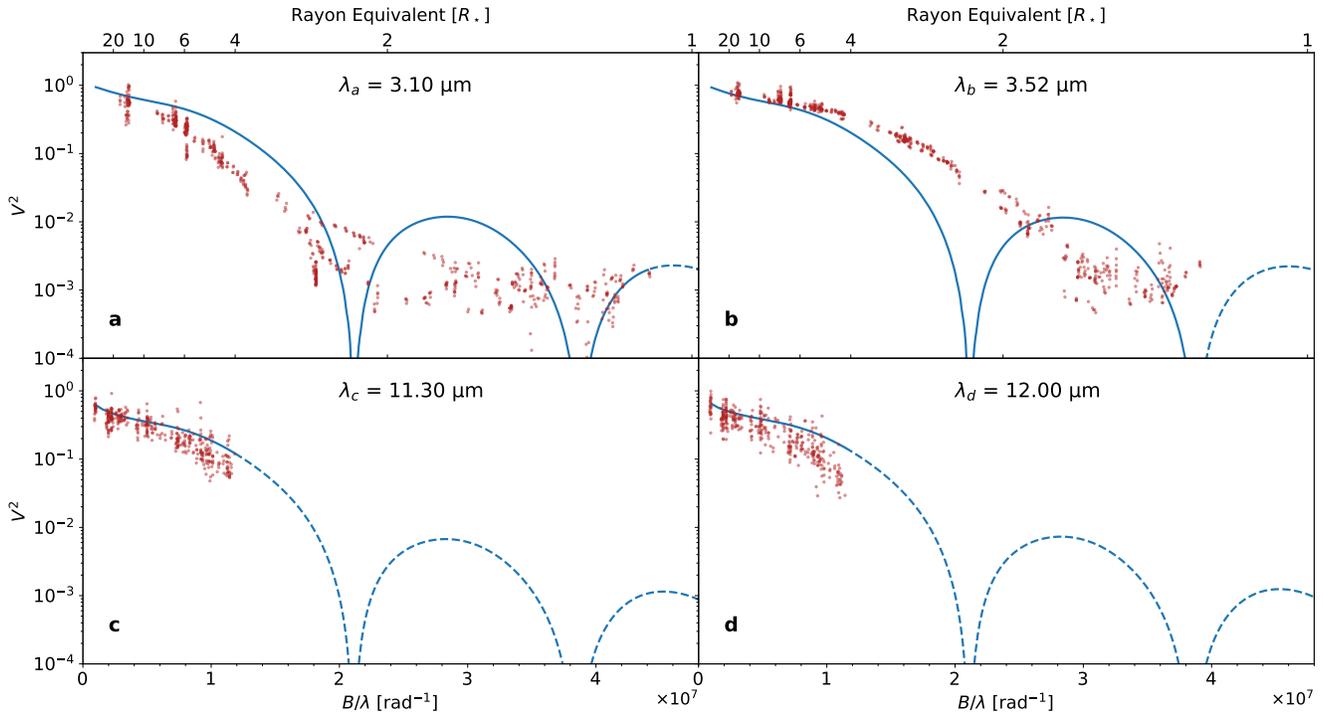


FIGURE 2.7 – Les points marron représentent les données de visibilités MATISSE avec les barres d’erreurs associées. La courbe bleue représente les visibilités DUSTY calculées à partir des profils radiaux d’intensité. Les pointillés représentent l’extension du modèle DUSTY hors des fréquences spatiales couvertes par MATISSE.

En conclusion, à la vue des ajustements spectraux du modèle COMARCS+DUSTY en bande *N*, cette méthode est pertinente pour estimer les caractéristiques chimiques de l’enveloppe de poussière. Cependant la méthode n’est pas assez robuste pour obtenir une description géométrique de l’environnement de R Scl.

2.2.2 Description géométrique de l’environnement

Le modèle de disque uniforme entouré d’une enveloppe de poussière sphérique n’est pas le meilleur modèle pour expliquer la variation chromatique de la géométrie de l’étoile. J’ai donc utilisé des modèles différents afin d’améliorer l’ajustement sur les visibilités.

2.2.3 Modèles simples

Lorsque la forme géométrique de l’objet est inconnue, il est d’usage de commencer par tester des modèles simples tel qu’un disque uniforme ou une gaussienne. Il est facile de voir à l’aide des courbes de visibilités et des différents éléments chimiques identifiés dans le spectre que notre environnement est fortement chromatique. Je décide alors de procéder à un ajustement longueur d’onde par longueur d’onde.

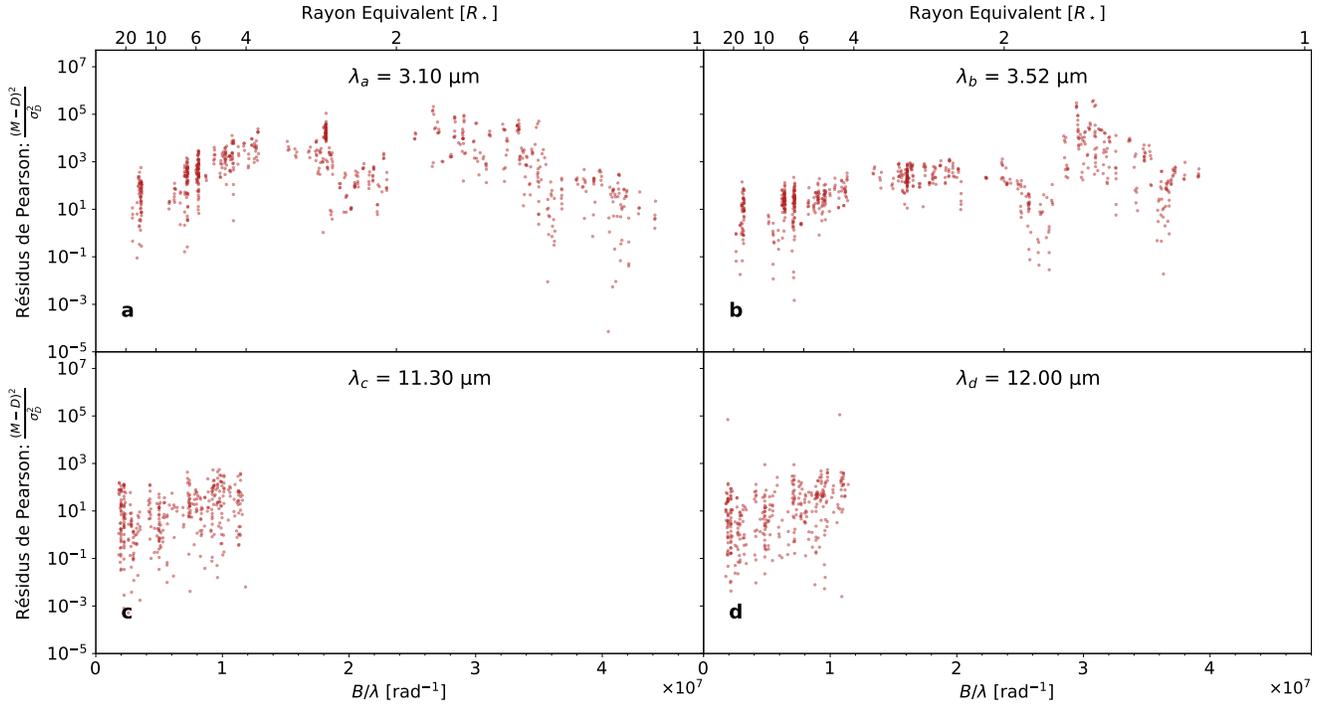


FIGURE 2.8 – Représentation des résidus de Pearson pour les 4 longueurs d’onde sélectionnées dans la figure 2.7.

J’ai utilisé plusieurs combinaisons de modèles simples tel que des disques uniformes, des gaussiennes et des disques assombris afin de reconstruire l’environnement circumstellaire de R Scl. J’ai effectué l’ajustement à l’aide du critère de χ^2 . Le meilleur ajustement obtenu pour $\lambda = 3.1\mu\text{m}$ et $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ s’obtient à l’aide d’un modèle à trois disques uniformes avec respectivement $\chi^2 = 2.32$ et $\chi^2 = 1.50$. En bande N, à $\lambda = 11.3\mu\text{m}$, l’environnement associé au SiC ainsi que celui associé au pseudo-continuum à $\lambda = 12.0\mu\text{m}$, semblent tous deux converger sur un modèle de disque uniforme et d’une gaussienne avec respectivement $\chi^2 = 4.35$ et $\chi^2 = 9.88$. J’ai regroupé l’ajustement des modèles dans la figure 2.9 et 2.10. J’analyse maintenant le résultat de ces ajustements.

À $3.1\mu\text{m}$, le panneau *a* représente les résultats de l’ajustement pour un modèle composé de 3 disques uniformes :

1. un disque uniforme de diamètre angulaire $\theta_{a1} = 14.2$ mas représentant la source centrale et légèrement supérieur au diamètre de Rosseland estimé à l’aide du modèle COMARCS. L’augmentation du rayon de l’étoile observée à la longueur d’onde du C_2H_2 et du HCN pourrait signifier la présence d’une couche moléculaire opaque enveloppant la photosphère de l’étoile ;
2. un disque uniforme de diamètre angulaire $\theta_{a2} = 27.8$ mas possédant un rapport de flux relatif au premier disque $f_{a2}/f_{a1} = 0.2$. En tenant compte du diamètre angulaire du bord interne de l’enveloppe de poussière estimé à 50 ± 18 mas par DUSTY, l’environnement du disque uniforme de diamètre angulaire θ_{a2} posséderait une température trop élevée pour permettre la formation de poussière et serait donc composée uniquement de molécules.
3. un disque uniforme de diamètre angulaire $\theta_{a3} = 137$ mas possédant un rapport de flux relatif au premier disque $f_{a3}/f_{a1} = 0.3$. La structure se situe assez loin de l’étoile pour permettre la présence de poussière. La taille angulaire de l’objet laisse penser à une contribution faible du fond thermique de l’enveloppe de poussière.

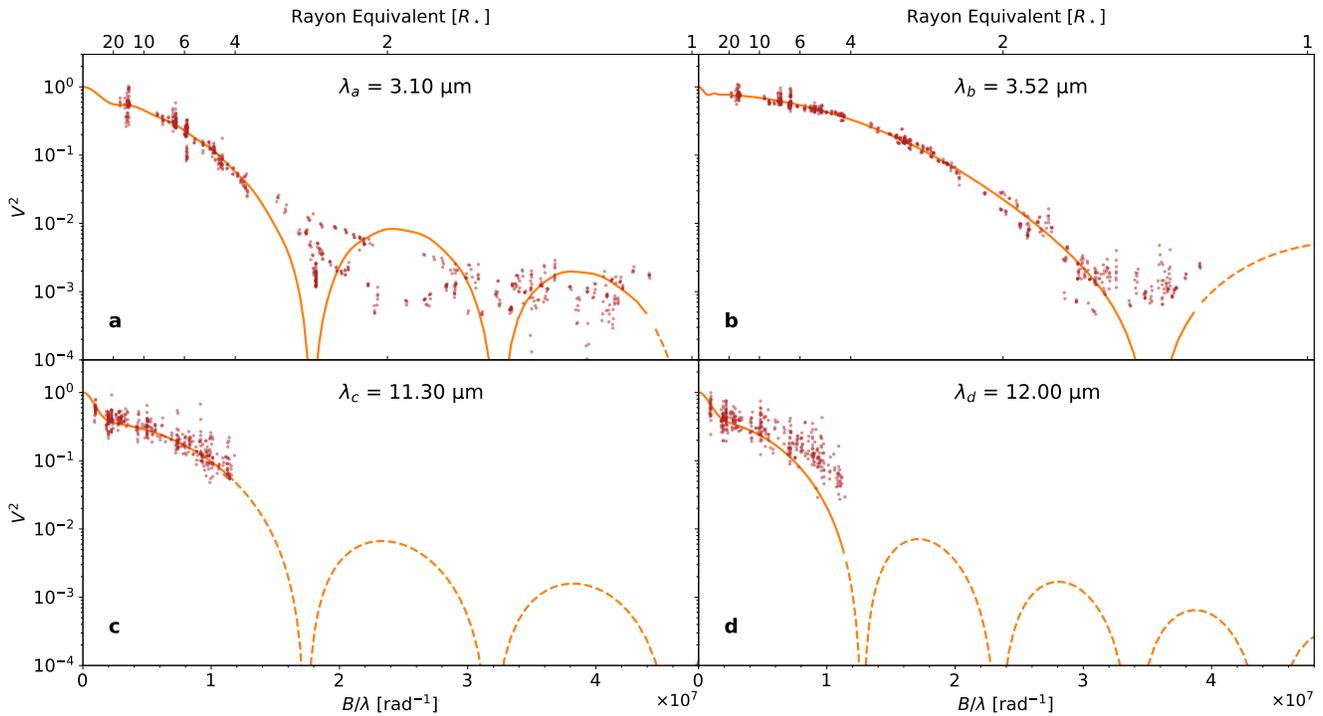


FIGURE 2.9 – Les points marron représentent les données de visibilité MATISSE avec ses barres d’erreurs associées. La courbe orange représente la meilleur combinaison de modèles simples sélectionnée. Les panneaux *a* et *b* sont des ajustements effectués à l’aide de 3 disques uniformes (UDs) tandis que les panneaux *c* et *d* sont effectués avec un disque uniforme et une gaussienne. Les pointillés représentent l’extrapolation des modèles simples au-delà des fréquences spatiales couvertes par MATISSE.

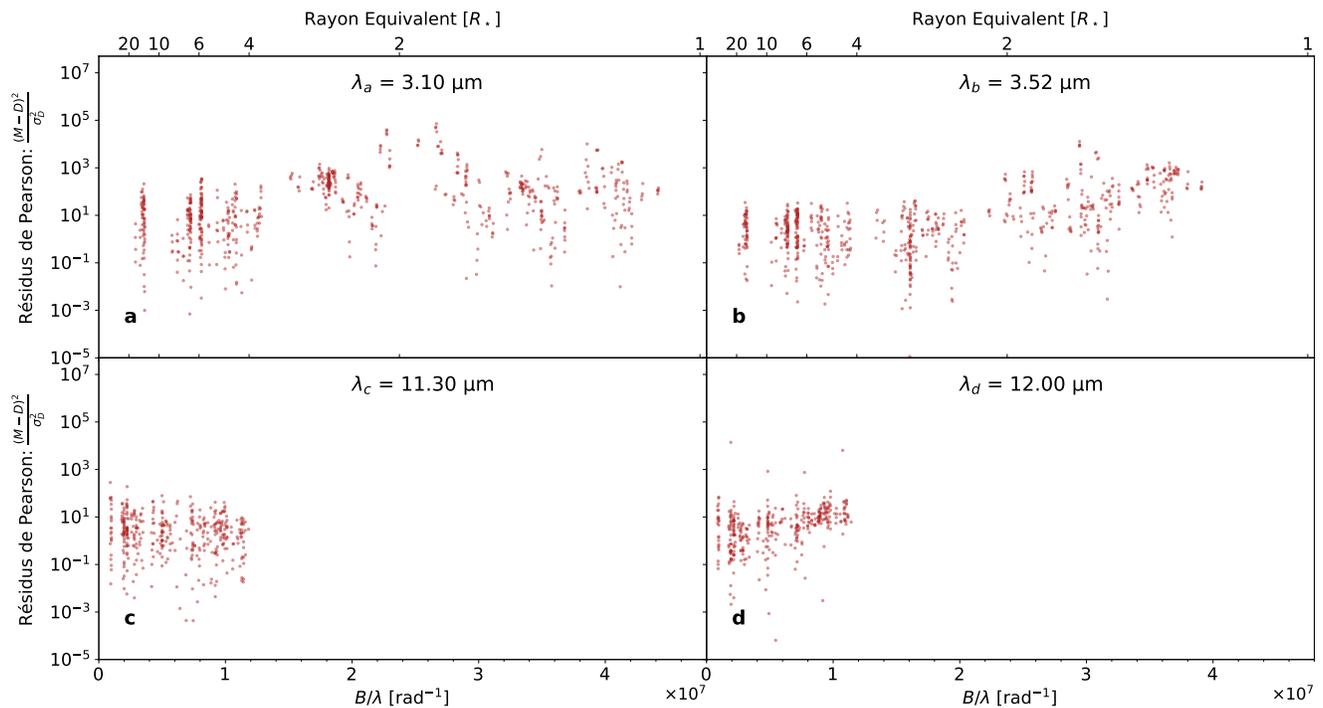


FIGURE 2.10 – Résidus de Pearson pour les modèles obtenus par la combinaison de modèle simple pour les 4 longueurs d’onde de la figure 2.9.

Nous remarquons que les structures étendues sont assez bien reproduites par le modèle (petites fréquences spatiales), tandis que pour les petites structures (grandes fréquences spatiales) le modèle ne parvient pas à reproduire l’environnement de R Scl. L’écart entre le modèle et les visibilité peut être expliqué par l’utilisation d’un modèle centro-symétrique. En effet, les données de clôtures de phase regroupées dans la Fig 2.11, montrent dans le panneau *a* la présence d’un environnement asymétrique pour les fréquence spatiales où nous observons des résidus de Pearson importants.

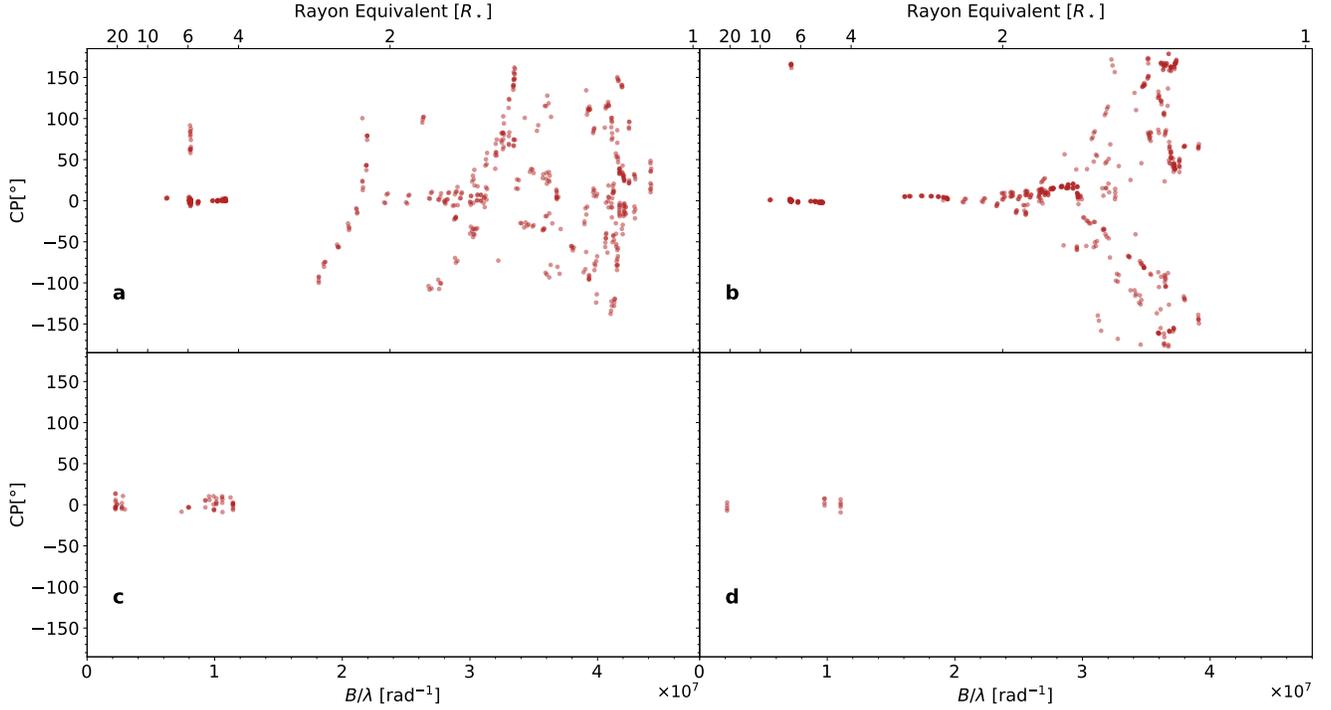


FIGURE 2.11 – Les points marron sont les données de phase de clôture (CP) observées avec MATISSE en fonction de la fréquence spatiale aux 4 longueurs d’ondes qui nous intéressent.

A $3.52\mu\text{m}$, des conclusions similaires peuvent être observées : ce modèle est également la résultante de 3 disques uniformes avec des diamètres respectifs de $\theta_{b1} = 7.8$ mas, $\theta_{b2} = 13.77$ mas et $\theta_{b3} = 440.27$ mas avec des rapports de flux relatif au disque uniforme central de $f_{b2}/f_{b1} = 0.6$ et $f_{b3}/f_{b1} = 0.2$. Comparé à la longueur d’onde précédente, la baisse du diamètre angulaire des deux premiers disques uniformes est cohérent avec le fait que les molécules émettent et absorbent très peu dans ce pseudo-continu de la bande *LM*. Concernant l’ajustement, nous remarquons une meilleure correspondance du modèle vis à vis des observations. Cela peut s’expliquer par le fait que le milieu semble être nettement moins asymétrique que dans les bandes d’absorptions du C_2H_2 et du HCN . Encore une fois, nous retrouvons un écart entre les observations et le modèle plus important à partir du moment où la clôture de phase s’éloigne de 0° .

En bande N à $11.3\ \mu\text{m}$ le meilleur modèle ajustant les données est le disque uniforme de diamètre angulaire $\theta_{c1} = 14.5$ mas couplé à une gaussienne de largeur à mi-hauteur $FWHM_{c1} = 97.6$ mas avec un rapport de flux au disque uniforme de $f_{Gc1}/f_{UDc1} = 0.62$. Les informations de phase de clôture suggèrent un environnement centro-symétrique.

A $12.0\ \mu\text{m}$, dans le pseudo-continu de la bande *N*, le meilleur modèle reproduisant l’environnement circumstellaire est composé d’un disque uniforme $\theta_{d1} = 19.7$ mas et d’une gaussienne de

$FWHM_{d1} = 96.7$ mas avec un rapport de flux relatif de $f_{Gd1}/f_{UDd1} = 0.57$. La dynamique insuffisante et la géométrie complexe du milieu circumstellaire explique en partie la difficulté du modèle simple à reconstruire les visibilitées.

Ainsi nous voyons que la description géométrique de l'environnement de R Scl par le biais de la combinaison de modèles simples est pertinente et nous permet d'émettre certaines hypothèses mais l'ajustement reste insuffisant. L'application de mon code de reconstruction d'image RHAPSODY permet d'améliorer les ajustements sur les données et fournit une description plus complète de l'environnement circumstellaire.

2.2.3.1 RHAPSODY

Comme présenté dans l'introduction dans la section 1.7.6, cette section me permet de détailler l'application de RHAPSODY sur les données de R Scl. Le but est d'analyser les résultats en les comparant avec ceux obtenus par le biais d'autres méthodes d'interprétation. RHAPSODY fait appel à une méthode utilisant la transformée de Hankel couplée à l'approche Bayésienne ce qui en fait une technique originale et complémentaire à l'ajustement des modèles simples pour décrire les environnements circumstellaires. La résolution de l'interféromètre λ_{min}/B_{max} et le champ de vu λ_{max}/B_{min} étant dépendants de la longueur d'onde, il est d'usage d'initialiser les paramètres d'ajustement avec des valeurs différentes pour chaque bandes spectrales.

En prenant en compte le champ de vue de l'instrument et sa résolution angulaire dans chaque bande, j'ai choisi d'utiliser en bande LM un modèle possédant $N_{A/LM} = 60$ anneaux concentriques d'épaisseur angulaire $\theta_{A/LM} = 2$ mas pour couvrir la champ de vue de l'instrument de 120 mas. Concernant la bande N , j'ai également choisi $N_{A/N} = 60$ anneaux avec une épaisseur angulaire de $\theta_{A/LM} = 5$ mas pour couvrir le champ de vue de l'instrument de 300 mas. La distribution de brillance initiale de l'objet utilisée pour l'ajustement est une gaussienne avec une largeur à mi-hauteur en bande LM de $FWHM_{G/LM} = 5$ mas et de $FWHM_{G/N} = 10$ mas en bande N .

La dernière étape avant la reconstruction d'image est le choix de la méthode de régularisation. Après avoir testé les deux fonctions de régularisation disponibles dans RHAPSODY (i) "Variation Totale" et (ii) "Lissage Quadratique" (détaillées dans la section 1.7.6 de l'introduction), j'ai décidé de garder la fonction *Variation Totale* pour la reconstruction de l'environnement circumstellaire de R Scl car c'est avec cette dernière que j'obtiens les meilleurs résultats.

Comme expliqué en détail dans l'introduction, l'équation 2.14 montre que la fonction de minimisation utilisée pour l'ajustement du modèle n'est pas uniquement une minimisation par χ^2 mais incorpore également une fonction de régularisation. La fonction de minimisation $f_{tot}(\lambda)$ s'écrit donc :

$$f_{tot}(\lambda) = \chi^2(\lambda) + \mu f_{prior}(\lambda) \quad (2.14)$$

avec μ l'hyper-paramètre et f_{prior} telle que,

$$f_{prior}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{step}-1} \left[\frac{h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda)}{\theta_{k+1} - \theta_k} \right]^2, \quad (2.15)$$

avec h_k et θ_k , respectivement l'intensité et le diamètre angulaire du k-ième anneau du modèle.

La difficulté de ce type d'ajustement est d'effectuer une estimation robuste de l'hyperparamètre μ . Une des méthodes standards existantes utilisées pour estimer sa valeur est la méthode dite de la "courbe en L" (ou "L-curve" en anglais). Cette méthode vise à déterminer le moment à partir duquel l'ajustement concerne les données comme négligeable par rapport à la fonction de régularisation. Pour déterminer la valeur de μ correspondant à ce point de rupture, il est d'usage de représenter la valeur du χ^2 en fonction de la valeur d'hyper-paramètre (cf. Figure 2.12). Puisque je travaille à plusieurs longueurs d'ondes, la valeur du χ^2 utilisée pour une valeur d'hyperparamètre μ donnée dans la "courbe en L" correspond au χ^2 médian de l'ensemble des ajustements chromatiques. Le début de la divergence du χ^2 observé dans la figure 2.12 fournit la valeur de $\mu=5000$. Cette valeur est donc celle fournissant la meilleure reconstruction d'image selon la méthode de la "courbe en L" parmi l'ensemble des modèles explorés par RHAPSODY.

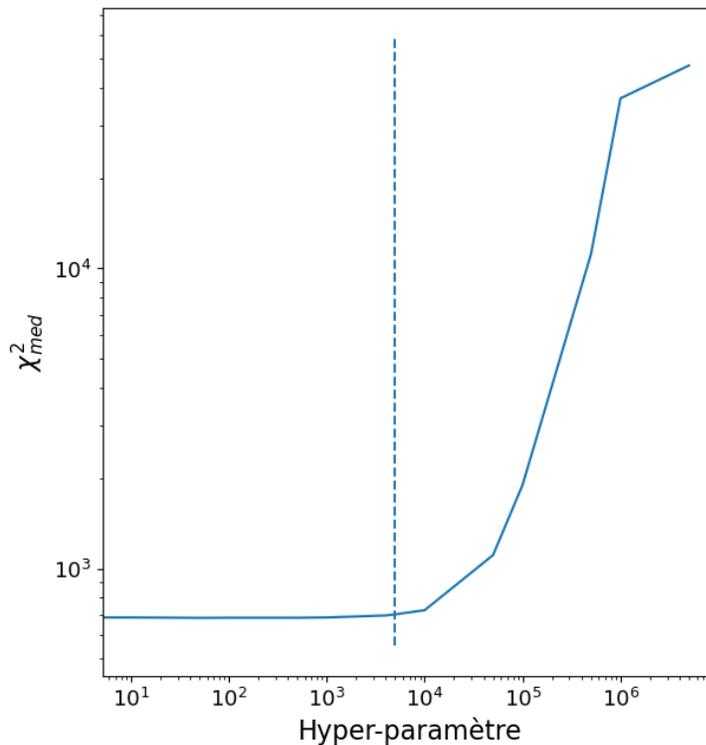


FIGURE 2.12 – Courbe en L représentant la valeur médiane du χ^2 sur l'ensemble des longueurs d'ondes ajustées en fonction de la valeur de l'hyper-paramètre. La ligne bleue verticale représente la valeur d'hyper-paramètre $\mu=5000$ sélectionnée.

Je rappelle également que la couverture du plan (u,v) est un paramètre important à prendre en compte pour la reconstruction d'image. Si le plan (u,v) n'est pas complètement couvert cela amène l'apparition d'artefacts et rend difficile l'interprétation de la reconstruction d'image. Dans le cas des observations de R Scl, nous utilisons une couverture du plan (u,v) importante (cf. Figure 2.13) justifiant la faisabilité de la reconstruction d'image. Cependant, il faut rester prudent quant à l'interprétation des résultats car les observations de R Scl montrent une clôture de phase non nulle : l'utilisation du code RHAPSODY postulant la centro-symétrie risque de faire face à des difficultés pour reconstruire l'ensemble des visibilitées observées.

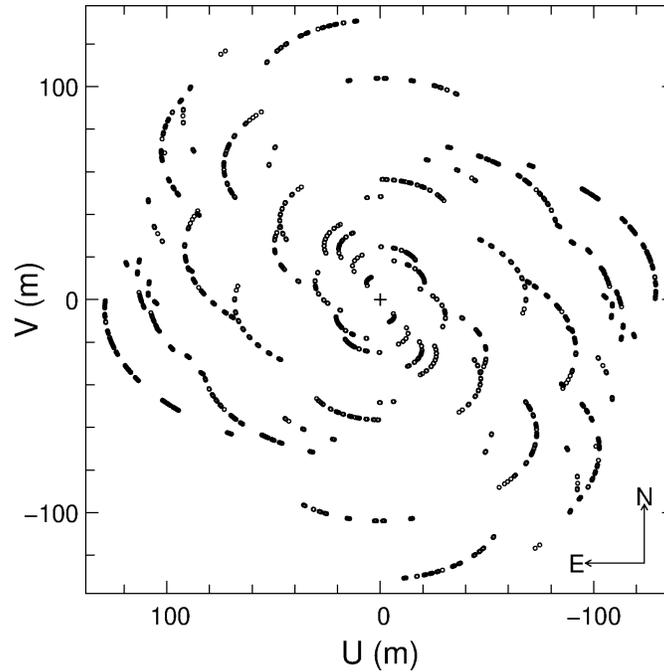


FIGURE 2.13 – Représentation du plan (u,v) obtenu à la suite des observations MATISSE de R Scl.

Une fois l’ajustement terminé, j’obtiens alors les profils d’intensité du milieu circumstellaire pour les deux bandes : *LM* et *N*. La figure 2.14 regroupe la distribution spectrale des profils d’intensité pour chaque bande.

Analysons maintenant les résultats de l’ajustement en commençant par les profils d’intensités reconstruits dans la figure 2.14. Je rappelle également que toutes les structures suivant une relation linéaire avec la longueur d’onde observées dans la figure 2.14 sont considérées comme des artefacts de reconstruction (pour plus de détails voir les simulations effectués en section 1.7.6). Je commence par analyser les résultats de la bande *LM*.

RHAPSODY détecte une enveloppe autour de l’étoile présente également dans le pseudo-continu et dont le diamètre angulaire croît avec la longueur d’onde correspondant aux signatures spectrales du C_2H_2 et du HCN. Sachant que le rayon de Rosseland R_\star estimé lors de l’ajustement COMARCS (en bleu pointillé sur la figure 2.14) montre la position estimée du rayon de l’étoile, tout ce qui se situe au delà correspond à des structures appartenant à son atmosphère ou à l’environnement circumstellaire. Ainsi la structure s’étendant jusqu’à $R \approx 7-8$ mas dans le continu est assimilée à une couche opaque composée de molécules. La taille angulaire de cette structure est cohérente avec les valeurs de diamètre angulaire $\theta_{a1} = 14.2$ mas et $\theta_{b2} = 13.77$ mas estimées dans les ajustement de modèles simples à $3.10 \mu m$ et $3.52 \mu m$. Le diamètre angulaire de cette structure augmente jusqu’à $R=12$ mas dans les bandes spectrales du C_2H_2 et du HCN à $3.10 \mu m$ et $3.80 \mu m$, ce qui est également cohérent avec la valeur de $\theta_{a2} = 27.8$ mas estimée à $3.10 \mu m$.

Nous pouvons également observer dans l’ensemble de la bande *LM* une couche détachée de l’étoile se situant entre 12 et 18 mas, soit environ deux fois plus proche que le bord interne de l’enveloppe de poussière estimé par DUSTY. J’apporterai une explication et une interprétation détaillée de ces structures dans la section 2.3.

Concernant la bande *N*, tout comme pour l’interprétation des modèles simples, RHAPSODY peine à

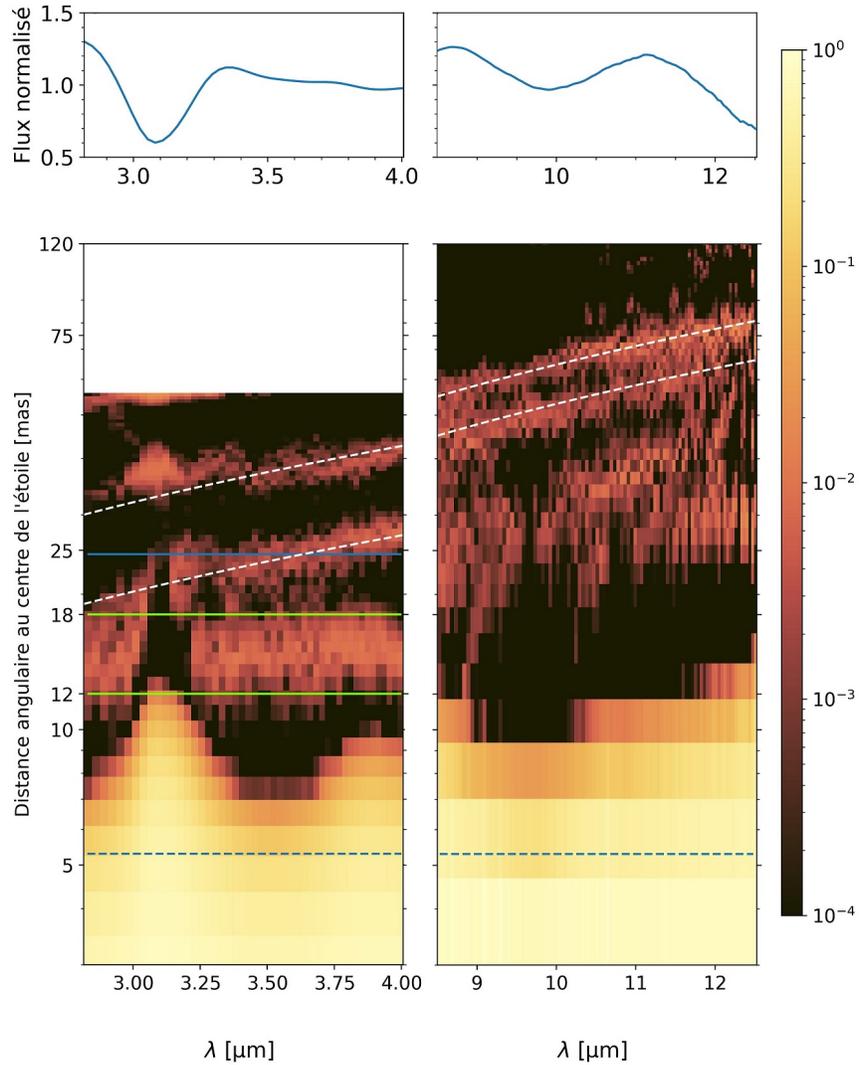


FIGURE 2.14 – Spectre des profils d’intensité en bande LM et en bande N produits par RHAPSODY sur les visibilités MATISSE des observations de R Scl. Le trait bleu représente la position du bord interne de l’enveloppe de poussière estimé par DUSTY et les lignes vertes délimitent la position de la couche distincte de l’étoile reconstruite par RHAPSODY

contraindre en même temps le flux et les structures visibles : beaucoup d'artefacts de reconstruction d'image sont présents dans l'environnement de l'étoile. L'observation de l'augmentation du diamètre angulaire de la source centrale en bande N peut être physique ou simplement due à la résolution angulaire limitée de l'interféromètre dans cette bande.

Pour finir, j'analyse les ajustements de RHAPSODY sur les visibilité regroupés dans la figure 2.15 et 2.16. Je rappelle qu'une déviation des valeurs modélisées par rapport aux mesures est attendue pour un ajustement utilisant une approche Bayésienne (cf. Section 1.6.4). Comme pour l'analyse précédente, commençons par la bande LM :

- A $3.10 \mu\text{m}$, nous observons une amélioration de l'ajustement avec RHAPSODY. Le modèle ne parvient cependant pas à s'ajuster sur les visibilité aux hautes fréquences. C'est un comportement attendu puisque nous utilisons un modèle 1D pour décrire un environnement, qui selon la figure 2.11 est asymétrique à ces fréquences là ;
- Nous pouvons remarquer également une dispersion des mesures de visibilité dans les hautes fréquences traduisant une distribution de brillance de l'objet différente et dépendant de l'angle de position ;
- A $3.52 \mu\text{m}$ nous remarquons que les structures restent très bien contraintes par le modèle, cependant la figure 2.16 des résidus nous montre encore que le modèle possède quelques difficultés à reproduire l'environnement circumstellaire.

Concernant la modélisation en bande N , nous observons également une nette amélioration de la description de l'environnement malgré la faible dynamique des visibilité.

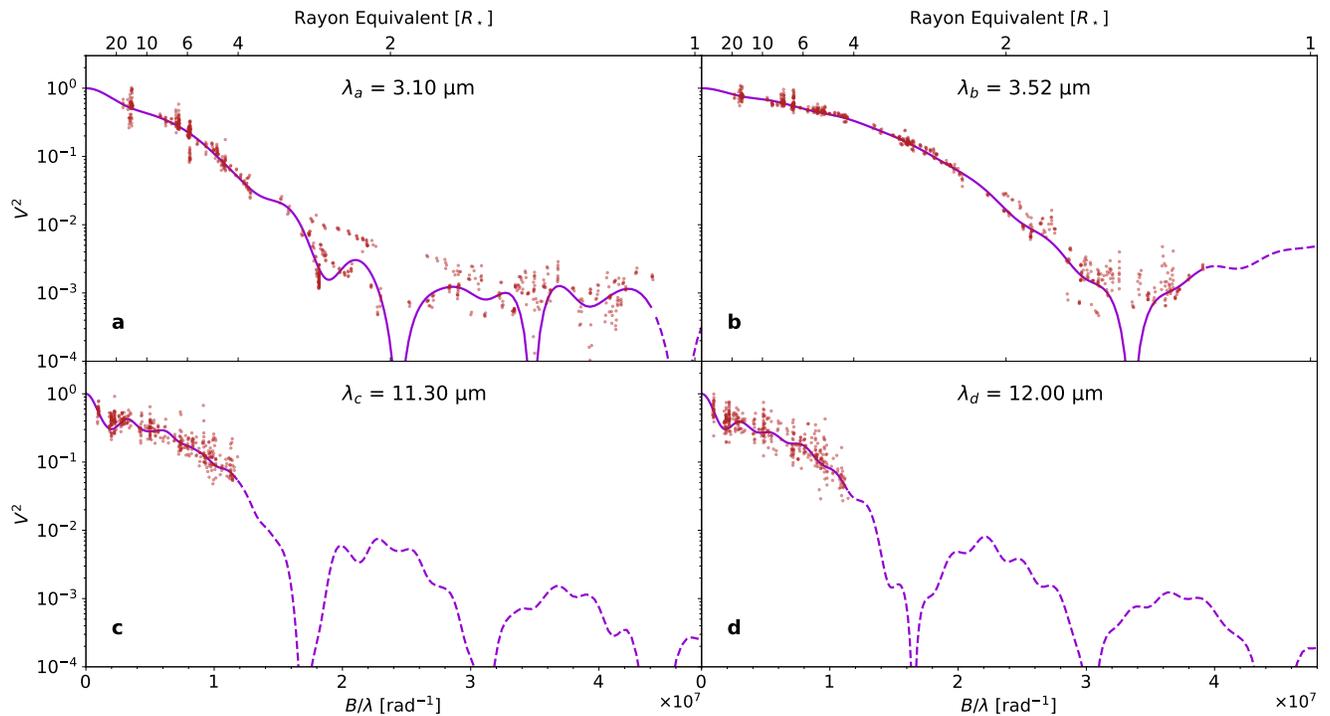


FIGURE 2.15 – Les points marron représentent les données de visibilité MATISSE avec ses barres d'erreurs associées. La courbe violette représente quand à elle le meilleur modèle de RHAPSODY.

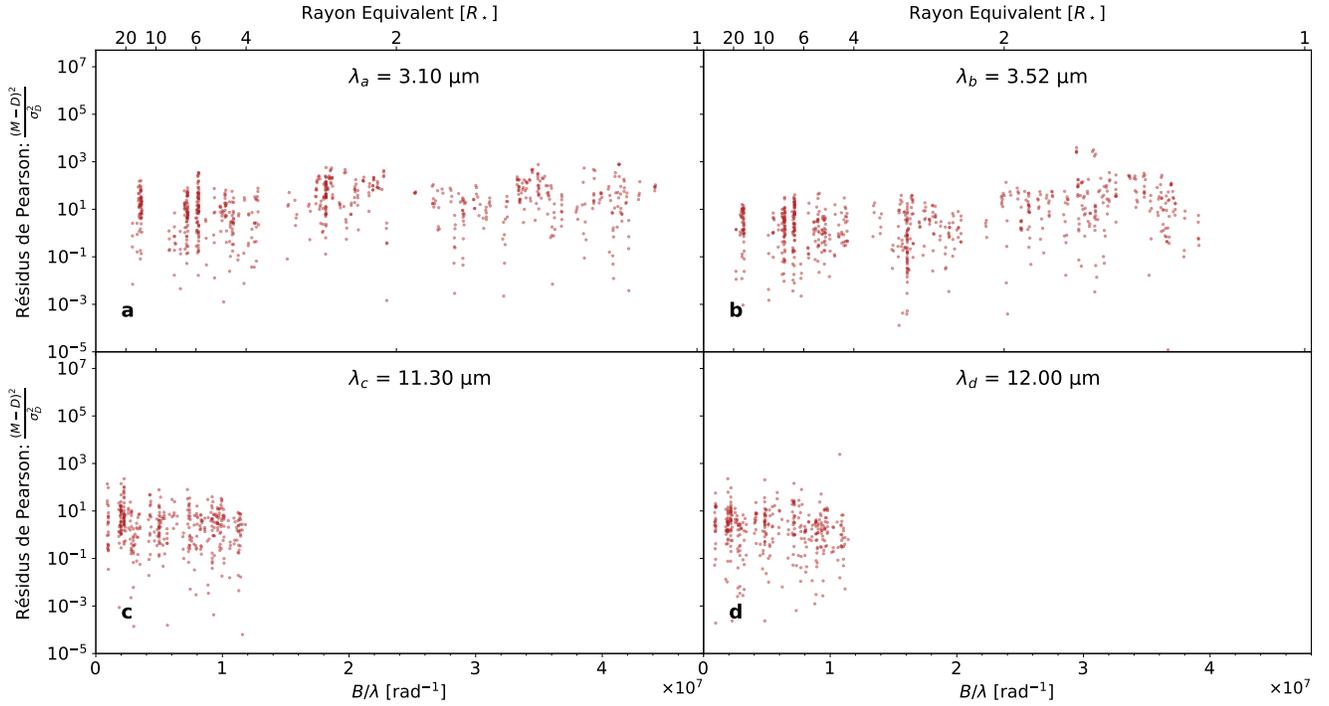


FIGURE 2.16 – Résidus de Pearson entre les mesures de visibilité MATISSE et les visibilités modélisées par RHAPSODY pour chaque longueur d’onde de la figure 2.15.

Une fois les structures principales du milieu circumstellaire de R Scl détectées avec des modèles simples et une reconstruction d’image centro-symétrique, j’ai décidé d’utiliser un outil de reconstruction d’image qui utilise la clôture de phase. Pour cela, j’utilise les reconstructions d’images produites en collaboration avec Florentin Millour en utilisant le code MiRA (Thiébaud, 2008).

2.2.4 Reconstruction d’image avec MiRA

La reconstruction d’image MiRA a été faite en utilisant une résolution d’image 128x128 et avec la méthode de régularisation de la variation totale. L’hyper-paramètre retenu est $\mu = 50\,000$ et l’image initiale pour la minimisation est une image "aléatoire" (bruit blanc). Le modèle initial utilisé est unique pour chaque longueur d’onde et correspond à la médiane des reconstructions précédentes (Millour et al., 2012). Cela facilite la convergence des ajustements de modèles et participe à la stabilité de la cohérence spectrale des reconstructions d’image. Les résultats des ajustements MiRA sur les visibilités et les clôtures de phases sont montrés respectivement dans les figures 2.17,2.18 et les figures 2.19,2.20.

MiRA, fournit un ajustement satisfaisant sur les mesures MATISSE. Une comparaison entre les images produites par RHAPSODY et MiRA est montrée dans la figure 2.21.

MiRA et RHAPSODY reproduisent les mêmes structures principales du milieu circumstellaire. Cependant, MiRA ne semble détecter aucune couche détachée mais plutôt un ensemble de surdensités situé à la même distance de l’étoile.

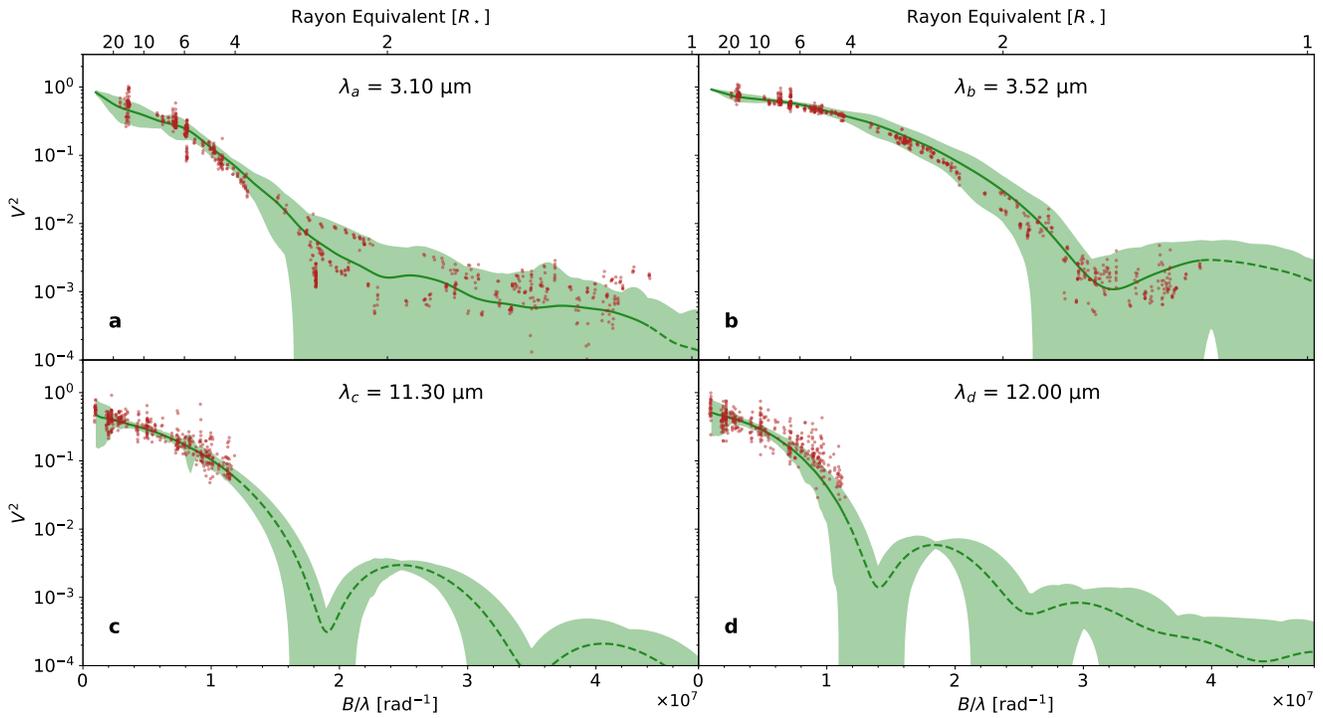


FIGURE 2.17 – Fonction de visibilité déduite de la reconstruction d’image MiRA superposée aux visibilités mesurées par l’instrument MATISSE. L’enveloppe autour du modèle (en vert) représente la dispersion des différents points de données en fonction de l’angle de position.

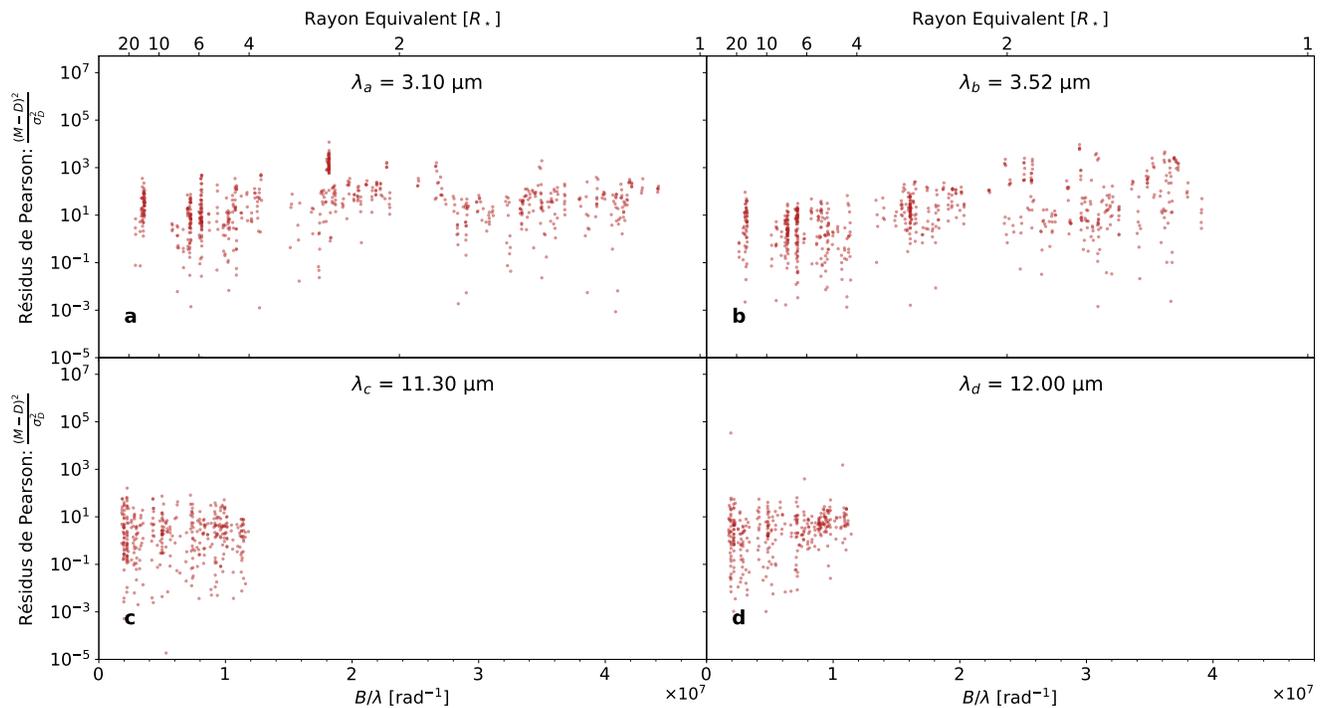


FIGURE 2.18 – Résidus de Pearson entre les mesures de visibilité MATISSE et les visibilités déduites de la reconstruction d’image avec MiRA pour chaque longueur d’onde analysée de la figure 2.17.

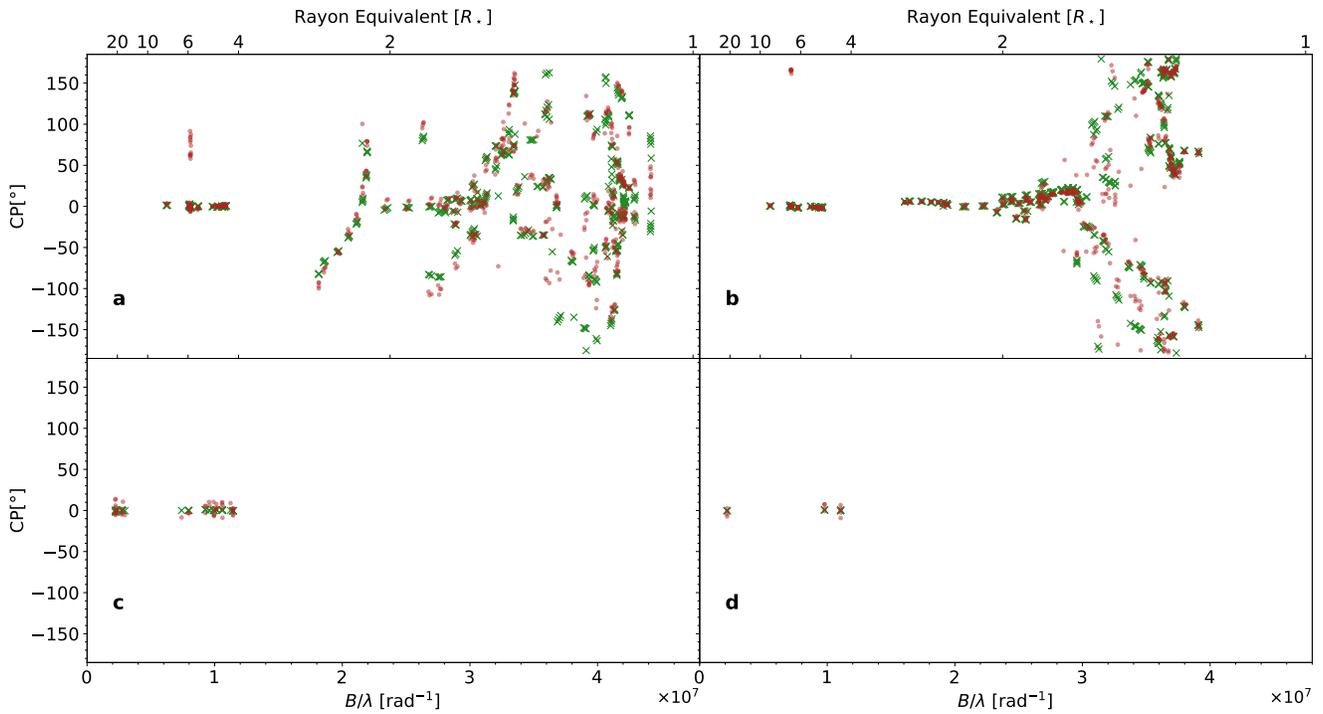


FIGURE 2.19 – Clôtures de phase déduite de la reconstruction d’image MiRA (croix vertes) superposées aux clôtures de phase mesurées par l’instrument MATISSE (points rouges).

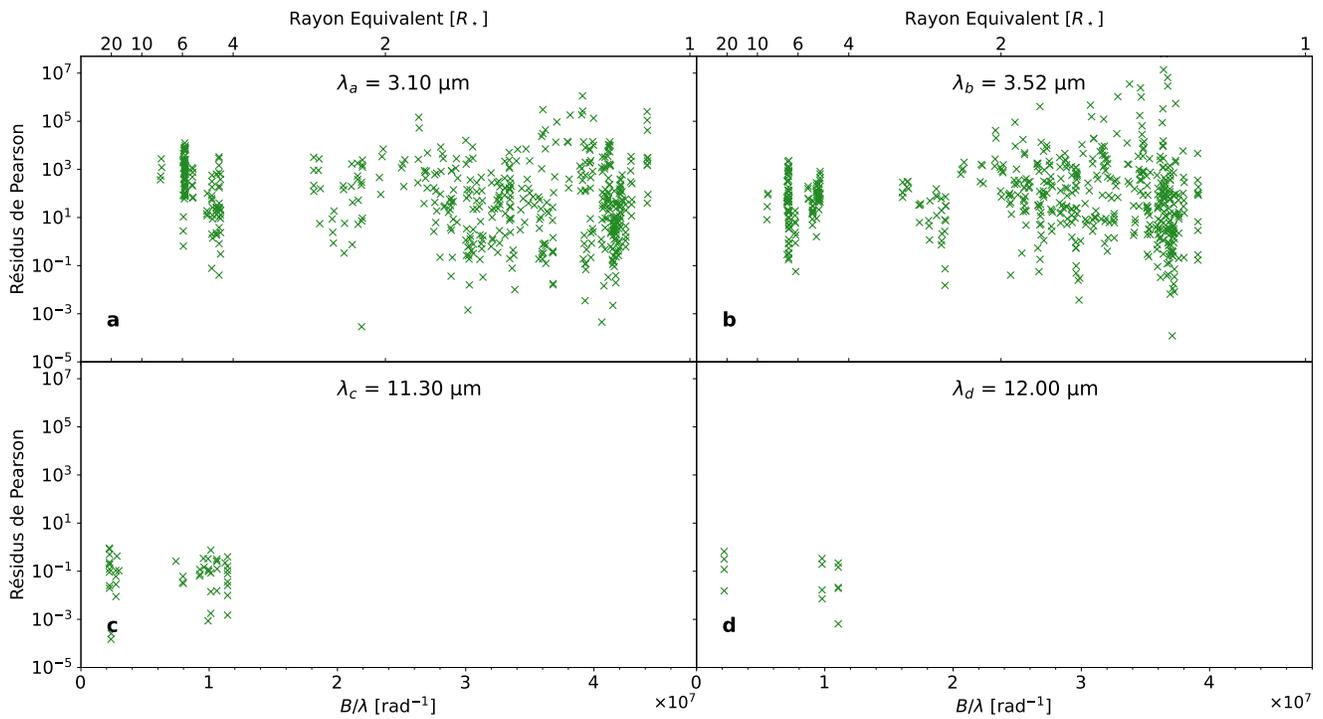


FIGURE 2.20 – Résidus de Pearson entre les mesures de phase de clôture MATISSE et la reconstruction d’image par MiRA pour chaque longueur d’onde de la figure 2.19.

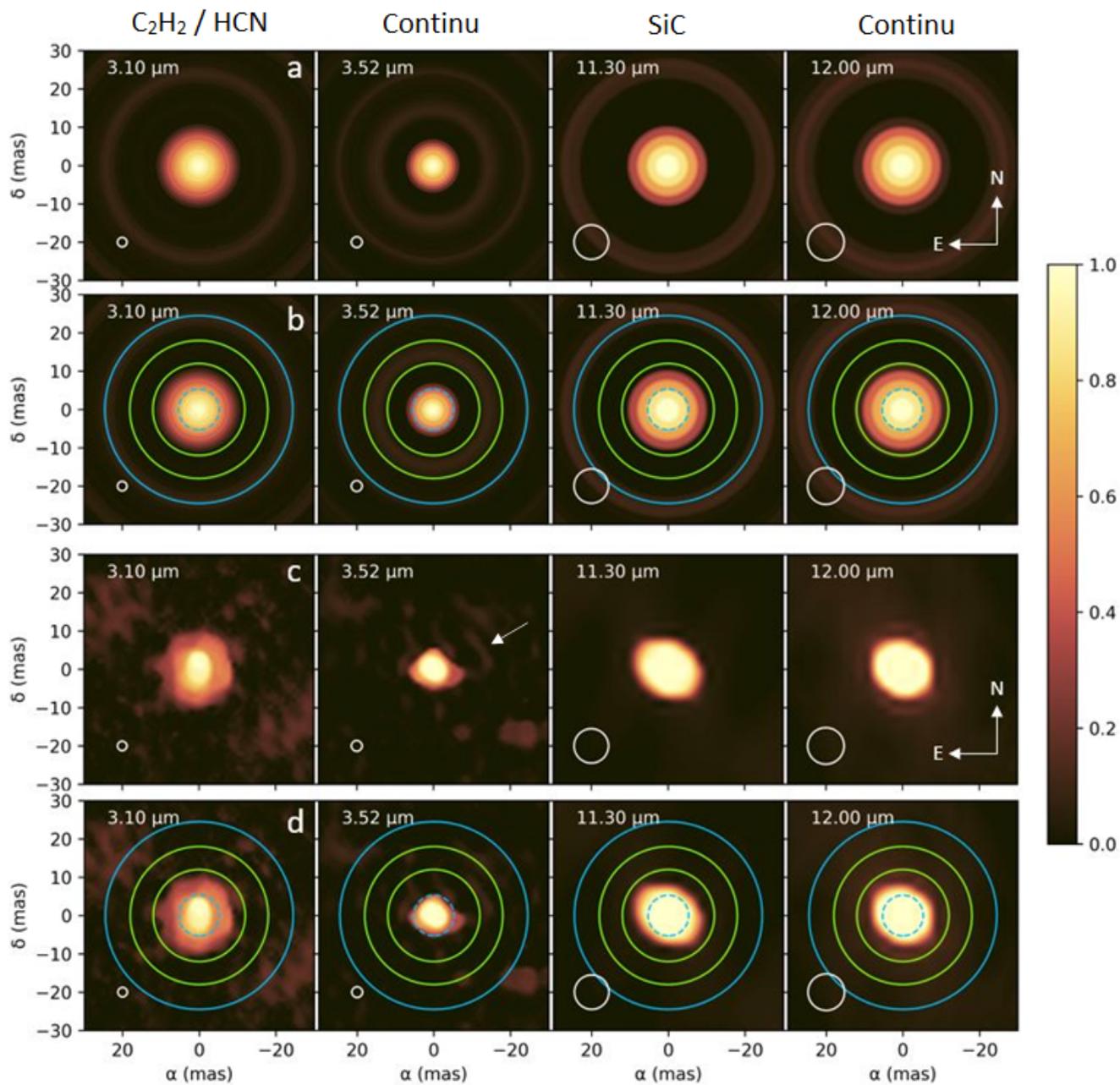


FIGURE 2.21 – Reconstructions d’image avec RHAPSODY (ligne a) avec les tracés remarquables identifiés dans la figure 2.14 (ligne b) pour les longueurs d’ondes sélectionnées et MiRA (ligne c et d). Le cercle bleu représente la position du bord interne de l’enveloppe de poussière estimée par DUSTY et les cercles verts délimitent la position de la couche distincte de l’étoile reconstruite par RHAPSODY

2.2.5 Résumé des structures détectées dans l'environnement de R Scl

L'ensemble des modèles et des reconstructions d'image que j'ai effectués ainsi que les reconstructions d'image MiRA, me permettent d'établir une synthèse des structures reconstruites autour de R Scl. Je discuterai de la nature de ces structures dans la section suivante. Je fais dans un premier temps un résumé des structures détectées.

2.2.5.1 Etoile centrale (0–5 mas)

Entre 0 et 5 mas du centre de l'étoile, le flux de l'étoile domine dans le pseudo-continu autour de $\lambda=3.52 \mu\text{m}$. La reconstruction d'image MiRA à $3.10 \mu\text{m}$ (dans les bandes d'absorption du C_2H_2 et du HCN) montre la source centrale entourée de structures asymétriques permettant de reproduire correctement les phases de clôtures (cf. figure 2.19).

2.2.5.2 Couche interne (5–10 mas)

Entre 5 et 10 mas de distance au centre apparaît une enveloppe attachée à l'étoile qui s'étend dans le continu jusqu'à 7 mas en bande LM ($1.4 R_\star$) et jusqu'à 10 mas ($2.0 R_\star$) dans les bandes d'absorption du C_2H_2 et du HCN et en bande N . Le fait que nous ne puissions pas résoudre correctement la source centrale en bande LM alors que la résolution de l'instrument le permet, laisse penser que cette couche interne possède une forte opacité et masque une partie de l'étoile. En bande N cela peut-être lié à la résolution angulaire insuffisante de l'interféromètre. En bande N la forme allongée de la source centrale peut-être induite par la forme du plan (u,v) qui possède la même orientation Nord-Est et Sud-Ouest : il faut donc rester prudent sur l'interprétation des données en bande N .

2.2.5.3 Couche distincte 12–18 mas

Une couche distincte de la source centrale est observée dans la reconstruction d'image de RHAPSODY sous la forme d'un anneau continu entre 12 et 18 mas. Cette couche est également présente dans la reconstruction d'image MiRA sous la forme de surdensités asymétriques autour de l'étoile en bande L et visible notamment à $3.52 \mu\text{m}$ dans la figure 2.21 indiquée par une flèche. La distance angulaire de la couche est inférieure à celle du bord interne de l'enveloppe de poussière $\theta_1=49$ mas estimée par DUSTY.

2.2.5.4 Émission diffuse >20 mas

Au delà de 20 mas, se distingue une émission diffuse enveloppant la source centrale. Cette émission est visible à la fois en bande LM et en bande N . Dans la reconstruction de RHAPSODY, cette émission possède un niveau d'intensité faible : le modèle produit alors des artefacts. La reconstruction d'image MiRA semble également montrer un ensemble de surdensités dans l'environnement circumstellaire de l'étoile.

2.3 Interprétation physique des structures

2.3.1 L'étoile centrale contaminée par des molécules (0–5 mas)

La structure centrale comprise entre 0 et 5 mas semble correspondre à la photosphère de l'étoile R Scl entourée de nuages moléculaires à l'origine des asymétries observées dans les clôtures de phase. En observant l'environnement de l'étoile à la longueur d'onde de l'absorption du C_2H_2 et du HCN à $3.10 \mu m$, nous observons des asymétries qui masquent partiellement la photosphère de l'étoile. J'interprète alors ces asymétries comme étant des nuages moléculaires irréguliers composés de C_2H_2 et de HCN, laissant entrevoir la surface de l'étoile.

2.3.2 Couche interne moléculaire chaude (5–10 mas)

La structure attachée à la photosphère entre 5 et 10 mas émet principalement autour de $3.10 \mu m$ et $3.90 \mu m$ et semble être optiquement épaisse. De plus, le C_2H_2 et l'HCN se forme dans des environnements possédant des températures inférieures ou égales à 3000 K (Eriksson et al., 1984). Cela correspond aux températures attendues à cette distance de l'étoile. Nous pouvons alors supposer une structure principalement composée de C_2H_2 et de HCN.

2.3.3 Une couche moléculaire chaude distincte (12–18 mas)

En bande *LM*, *MiRA* et *RHAPSODY* reproduisent tous les deux des structures distinctes de la couche interne moléculaire situées entre 12–18 mas. En bande *N*, aucune trace de ces structures n'est retrouvée. Cependant l'absence de cette couche en bande *N* ne signifie pas qu'elle ne soit pas présente dans le milieu circumstellaire. En effet, le faible niveau des mesures en bande *N* entraîne l'apparition de nombreux artefacts qui masquent le signal de la structure. La couche distincte peut être de deux natures différentes : (i) moléculaire ou (ii) poussiéreuse. Je vais analyser les deux hypothèses et choisir la plus pertinente.

2.3.3.1 L'hypothèse de la poussière

Dans ce paragraphe je présente le cas de figure où la couche située entre 12 et 18 mas (2.3-3.4 R_\star) est uniquement composée de grains de poussières. J'énumère ci-dessous les composants poussiéreux possibles pour une telle couche :

- **La couche est composée de carbone amorphe (amC).** En utilisant les équations utilisées dans *DUSTY* (Ivezić et Elitzur, 1996) pour estimer la température du milieu circumstellaire à cette distance de la source centrale, je trouve une température approximative de $T_{couche}=1500$ K. Cette température correspond à la température de condensation attendues dans les modèles dynamiques du carbone amorphe (Nowotny et al., 2010). Wittkowski et al. (2017) a également confirmé la présence de carbone amorphe dans l'environnement proche de l'étoile à l'aide des reconstructions d'image avec les données du VLT/PIONIER.
- **La couche est composée de carbure de silicium (SiC).** Si je choisis la température de condensation estimée par Yasuda et Kozasa (2012) pour le SiC de $T_{cond/SiC}=1350$ K alors la température de la couche est trop élevée pour permettre la formation d'un tel élément. Cependant il faut savoir que la température de condensation du SiC est encore très mal connue. Yasuda et Kozasa (2012) a utilisé dans son travail des données de condensation pour les poussières de type Si_xC_y

possédant de très grandes barres d'erreurs. Gobrecht et al. (2017) ont analysé une partie des réactions chimiques utilisées dans le travail de Yasuda et Kozasa (2012) et ont trouvé des résultats significativement différents. Agúndez et al. (2020) ont donné une température de condensation du SiC autour de 1300-1400 K tandis que Men'shchikov et al. (2001) ont estimé une température de condensation de 2000 K. Prenant en compte cette grande dispersion des estimations de la température de condensation du SiC, l'hypothèse d'une couche composée de SiC ne peut donc pas être complètement mise de côté.

- **La couche est composée de carbure de titane (TiC).** Le TiC fait également partie des poussières carbonées mais ne possède pas de signature spectrale dans les longueurs d'ondes couvertes par MATISSE (von Helden et al., 2000). C'est pour cette raison que le TiC n'est pas considéré dans ce travail.

2.3.3.2 L'hypothèse des molécules

Dans ce paragraphe je présente le cas de figure où la couche distincte est composée uniquement de molécules. À la vue de l'analyse spectrale effectuée précédemment et des reconstructions d'image, si la couche est de nature moléculaire elle est alors principalement composée de C_2H_2 et de HCN. De telles couches ont déjà été observées autour de différentes étoiles AGB en particulier par :

- Perrin et al. (2004) qui ont observé l'environnement circumstellaire de HD187796 (χ Cyg) et y ont détecté une couche moléculaire située à une distance de 1.8-1.9 R_\star de la photosphère de l'étoile ;
- Zhao-Geisler et al. (2012) qui ont détecté une couche moléculaire composée de C_2H_2 et de HCN à 2 R_\star de la photosphère de l'étoile carbonée V Hya ;
- Hadjara et al. (2019) qui ont également détecté des structures similaires autour d'étoiles oxygénées tel que BK Vir à 1.2-4.5 R_\star et SW Vir à 1.2-3.0 R_\star .

L'analyse des observations faites avec AMBER et PIONIER a également révélé la présence de molécules de CO, CN, C_2 , C_2H_2 , HCN et C_3 proche de l'étoile R Scl (Wittkowski et al., 2017). La figure 2.5, montre la présence de certaines de ces molécules en bande *LM*. Comme mentionné dans les sections précédentes, les molécules de C_2H_2 et HCN possèdent également deux signatures spectrales en absorption dans la bande *N* : une première entre 6.5–9.0 μm centrée à 7.5 μm et une seconde entre 11.0–16.0 μm centrée sur 13.0 μm . Ainsi la signature spectrale observée sur le spectre de R Scl à 10 μm peut être la signature du pseudo-continu délimité à droite par l'émission de SiC et à gauche par la signature spectrale de l'absorption moléculaire induites par le C_2H_2 et le HCN (cf. Figure 2.6). Ce dernier élément peut ajouter un argument en faveur de la présence de cette couche moléculaire également en bande *N*.

2.3.3.3 L'hypothèse favorisée ?

À la vue des travaux précédemment effectués et des difficultés à déterminer la température de condensation exacte de la poussière, nous ne pouvons choisir une hypothèse plutôt qu'une autre. Cependant, la littérature et les observations précédentes effectuées sur des environnements circumstellaires suggèrent que cette couche détachée serait principalement composée de C_2H_2 et de HCN. De plus, il n'est pas possible de déterminer si la signature de carbone amorphe observée dans le spectre MATISSE provient (i) de l'enveloppe de poussière (ii) de la couche détachée proche de l'étoile ou (iii) des deux. Je ne peux donc pas exclure également la présence de poussière car les températures de la couche distincte restent cohérentes avec la température de condensation du carbone amorphe.

2.3.4 Comparaison de l'environnement de R Scl avec les données PIONIER

Avant de conclure, j'ai également voulu comparer l'environnement de R Scl reconstruit par MiRA et celui reconstruit par IRBIS à l'aide des observations PIONIER (Wittkowski et al., 2017) obtenues 4 ans avant nos observations MATISSE. La phase de pulsation des observations étant relativement proche ($\varphi_{PIONIER}=0.78$, $\varphi_{MATISSE}=0.95$), cela me permet d'observer l'évolution temporelle de l'environnement circumstellaire de l'étoile dans des conditions similaires. PIONIER a observé R Scl en bande H à $1.76 \mu\text{m}$ au milieu de la signature spectrale du C_2 hors de la signature spectrale en absorption du C_2H_2 et du HCN également présente à $1.53 \mu\text{m}$. De ce fait, l'information obtenue est principalement celle de la photosphère et des premières couches moléculaires de l'étoile.

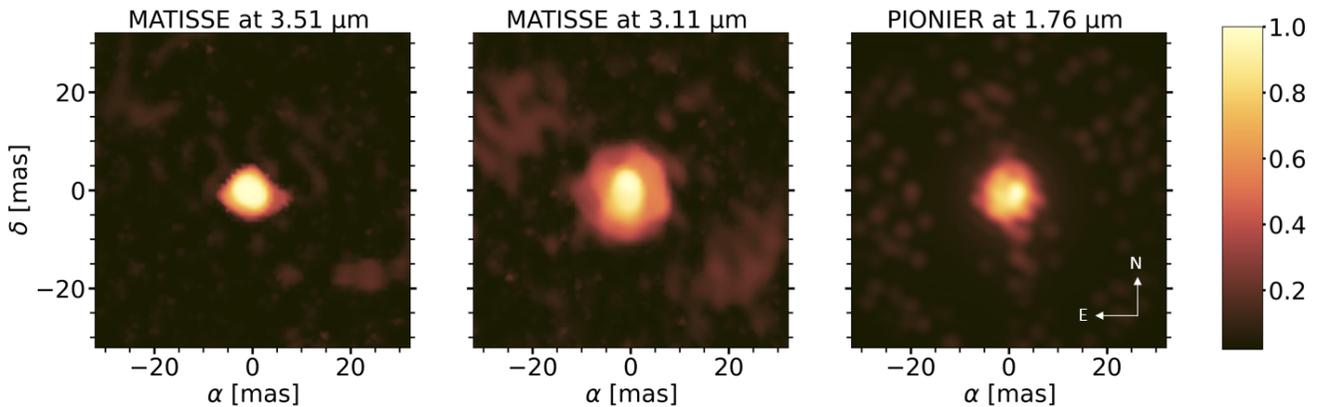


FIGURE 2.22 – Comparaison de reconstruction d'image de l'environnement de R Scl observé en 2014 et en 2018 respectivement par l'instrument PIONIER et MATISSE. Gauche : Image reconstruite par MiRA sur les données MATISSE de 2018 à $3.51 \mu\text{m}$, Milieu : Image reconstruite par MiRA sur les données MATISSE de 2018 à $3.10 \mu\text{m}$, Droite : Image reconstruite par IRBIS sur les données PIONIER de 2014 à $1.76 \mu\text{m}$.

La figure 2.22 montre des similarités entre les deux environnements concernant la distribution spatiale des molécules dans l'environnement de l'étoile. Nous observons une distribution d'intensité asymétrique laissant entrevoir la surface de l'étoile suggérant la présence de variation de densité au sein du nuage moléculaire. Cependant la position des sous-densités du nuage moléculaire ne sont pas à la même place 4 ans après. Cela donne donc une information supplémentaire sur la façon dont l'environnement se modifie au cours du temps. Deuxièmement, nous remarquons que la taille angulaire de la structure mise en évidence par PIONIER est très proche de ce que nous arrivons à reproduire dans le pseudo-continu en bande LM à $3.51 \mu\text{m}$.

Ainsi, cette comparaison met en évidence des changements significatifs à la surface de l'étoile et dans son environnement proche sur une période de quelques années. Il serait très utile de comprendre comment les pulsations induisent des changements dans les environnements d'étoiles évoluées.

2.4 Conclusion

Pour conclure, ce travail permet d'analyser un ensemble d'observations simultanées en bande L et N de l'environnement de R Scl à l'aide de l'instrument VLT/MATISSE. Grâce à la couverture du plan

(u,v), j'ai reconstruit l'environnement de l'étoile à l'aide d'outils tel que RHAPSODY et MiRA. L'utilisation de ces deux outils complémentaires a permis de déterminer la composition chimique et reconstruire la géométrie de l'environnement circumstellaire de l'étoile. Les structures détectées sont résumées dans le tableau 2.5.

TABLE 2.5 – Synthèse des structures observées dans l'environnement circumstellaire de R Scl en utilisant les observations MATISSE.

Structure	Composition	Distance au centre	Signature	Longueur d'onde
Etoile	–	0 – (5.3 ± 0.6) mas	Continuum	–
Structure Centrale	C ₂ H ₂ + HCN	0–R _★	Absorption	3.10 μm
Couche Interne	C ₂ H ₂ + HCN	1–2 R _★	Émission	3.10 et 3.95 μm
Couche distincte	C ₂ H ₂ + HCN + amC	2.3–3.4 R _★	Pas clair	–
Émission diffuse	amC (et SiC ?)	3.8–17.0 R _★	Continuum	–

Les reconstructions d'image ont révélé la perte de masse sporadique à l'origine de la présence de surdensités asymétriques et de couches présentes dans l'environnement circumstellaire de l'étoile. Concernant la détection de la binaire dans l'environnement de R Scl, le champ de vue de MATISSE et la sensibilité requise ne sont pas suffisants pour y parvenir. Il est souhaitable de compléter ces observations avec l'instrument VISIR observant également dans l'infrarouge. VISIR possède un champ plus grand (jusqu'à une seconde d'arc) qui permettrait de chercher des traces d'interaction de la binaire avec l'enveloppe circumstellaire à des distances plus grandes de l'étoile centrale.

Les principaux résultats de ce travail sont synthétisés ci-dessous :

1. A l'aide des modèles d'atmosphère COMARCS et le code de transfert radiatif DUSTY, je détermine que l'enveloppe de poussière est composée à 90% de carbone amorphe et 10% de carbure de silicium. La reproduction du milieu circumstellaire avec DUSTY me permet également d'estimer le diamètre du bord interne à $R_{int} = 4.6 R_{★}$ et le taux de perte de masse de l'étoile à $\dot{M} = 1.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$.
2. A l'aide de modèles simples couplés aux outils de reconstructions d'image RHAPSODY et MiRA, je mets en évidence la présence d'une couche attachée à la photosphère de l'étoile entre 5–10 mas ainsi qu'une couche de nature principalement moléculaire distincte de l'étoile entre 12–18 mas formée principalement de structures asymétriques et de surdensités spatialement irrégulières. Il est nécessaire d'effectuer un suivi temporel approfondi de l'environnement de l'étoile pour mieux comprendre le mécanisme de formation de ce type de structure. Je détecte également la présence d'une région d'émission diffuse composée de poussières visible entre 20 et 90 mas.
3. A la suite de la reconstruction de ces surdensités asymétriques modélisées comme une couche moléculaire par RHAPSODY, je propose d'effectuer de nouvelles observations MATISSE de l'environnement circumstellaire de l'objet afin d'observer son évolution temporelle. Cette proposition, acceptée par l'ESO pour la période actuelle d'observation, permettra d'en savoir plus sur l'évolution de cette structure et également contraindre le mécanisme de perte de masse de cette AGB.
4. Aucune détection directe du compagnon ou par interaction avec le milieu circumstellaire n'est mise en évidence par reconstruction d'image.
5. Nos résultats sont en adéquation avec les prédictions des modèles dynamiques (Paladini et al., 2009). Il est nécessaire d'approfondir ce travail en utilisant des modèles dynamiques pour améliorer la compréhension de l'environnement de R Scl ou d'étoiles similaires.

Locating dust and molecules in the inner circumstellar environment of R Sculptoris with MATISSE

J. Drevon^{1,2}, F. Millour¹, P. Cruzalèbes¹, C. Paladini², J. Hron³, A. Meilland¹, F. Allouche¹, K.-H. Hofmann⁴, S. Lagarde¹, B. Lopez¹, A. Matter¹, R. Petrov¹, S. Robbe-Dubois¹, D. Schertl⁴, P. Scicluna², M. Wittkowski⁵, G. Zins², P. Ábrahám⁶, P. Antonelli¹, U. Beckmann⁴, P. Berio¹, F. Bettonvil¹⁵, A. Glindemann⁵, U. Graser⁷, M. Heininger⁴, Th. Henning⁷, J. W. Isbell⁷, W. Jaffe⁸, L. Labadie⁹, C. Leinert⁷, M. Lehmitz⁷, S. Morel¹, K. Meisenheimer⁷, A. Soullain^{1,*}, J. Varga^{8,6}, G. Weigelt⁴, J. Woillez⁵, J.-C. Augereau¹⁰, R. van Boekel⁷, L. Burtscher⁸, W. C. Danchi¹¹, C. Dominik¹², V. Gámez Rosas⁸, V. Hodge¹³, M. R. Hogerheijde^{8,12}, L. Klarmann⁷, E. Kokoulina¹, J. Leftley¹, P. Stee¹, F. Vakili¹, R. Waters^{14,15}, S. Wolf¹⁶, and G. Yoffe⁷

¹ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France
e-mail: julien.drevon@oca.eu; fmillour@oca.eu

² European Southern Observatory, Alonso de Córdova, 3107 Vitacura, Santiago, Chile

³ Department of Astrophysics, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17, Vienna, Austria

⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany

⁶ Konkoly Observatory, Research Centre for Astronomy and Earth Sciences, Eötvös Loránd Research Network (ELKH), Konkoly-Thege Miklós út 15-17, 1121 Budapest, Hungary

⁷ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

⁸ Leiden Observatory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden, The Netherlands

⁹ I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zùlpicher Str. 77, 50937 Köln, Germany

¹⁰ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

¹¹ NASA Goddard Space Flight Center, Astrophysics Division, Greenbelt, MD 20771, USA

¹² Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1090 GE Amsterdam, The Netherlands

¹³ Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Bartycka 18, 00-716 Warszawa, Poland

¹⁴ Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University, PO Box 9010, 6500 GL Nijmegen, The Netherlands

¹⁵ SRON Netherlands Institute for Space Research Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, The Netherlands

¹⁶ Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Leibnizstraße 15, 24118, Kiel, Germany

Received 22 June 2021 / Accepted 8 June 2022

ABSTRACT

Context. Asymptotic giant branch (AGB) stars are one of the main sources of dust production in the Galaxy. However, it is not yet clear what this process looks like and where the dust happens to be condensing in the circumstellar environment.

Aims. By characterizing the location of the dust and the molecules in the close environment of an AGB star, we aim to achieve a better understanding the history of the dust formation process.

Methods. We observed the carbon star R Scl with the thermal-infrared VLTI/MATISSE instrument in *L*- and *N*-bands. The high angular resolution of the VLTI observations (as small as 4.4 mas in the *L*-band and 15 mas in the *N*-band with ATs), combined with a large *uv*-plane coverage allowed us to use image reconstruction methods. To constrain the dust and molecules' location, we used two different methods: one using MIRA image reconstruction algorithm and the second using the 1D code RHAPSODY.

Results. We found evidence of C₂H₂ and HCN molecules between 1 and 3.4 R_{*}, which is much closer to the star than the location of the dust (between 3.8 and 17.0 R_{*}). We also estimated a mass-loss rate of $1.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. In the meantime, we confirmed the previously published characteristics of a thin dust shell, composed of amorphous carbon (amC) and silicon carbide (SiC). However, no clear SiC feature has been detected in the MATISSE visibilities. This might be caused by molecular absorption that can affect the shape of the SiC band at 11.3 μm.

Conclusions. The appearance of the molecular shells is in good agreement with predictions from dynamical atmosphere models. For the first time, we co-located dust and molecules in the environment of an AGB star. We confirm that the molecules are located closer to the star than the dust. The MIRA images unveil the presence of a clumpy environment in the fuzzy emission region beyond 4.0 R_{*}. Furthermore, with the available dynamic range and angular resolution, we did not detect the presence of a binary companion. To solve this problem, additional observations combining MATISSE and SAM-VISIR instrument should enable this detection in future studies.

Key words. techniques: interferometric – stars: AGB and post-AGB – stars: carbon – stars: atmospheres – stars: mass-loss – stars: individual: R Scl

* Now at the Sydney Institute for Astronomy (SifA), School of Physics, The University of Sydney, NSW 2006, Australia.

1. Introduction

R Scl is a bright infrared source known to be a semi-regular pulsating C-rich asymptotic giant branch (AGB) star (Srb) with a pulsation period of about 370 days (Samus et al. 2009) and a mass-loss rate (published in the literature) ranging from $2 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Brunner et al. 2018) up to $1.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (De Beck et al. 2010). Carbon stars are spectrally classified in R or N-type stars supplementing the classical hotter O, B, A, F, G, K, and M spectral types. While the N-type stars are colder than R stars, they are marked with a number identifying the effective temperature range of the star's location. Barnbaum et al. (1996) classified R Scl as a C-N5-type star in the revised MK classification of Keenan (1993), with C/O \approx 1.4 (Hron et al. 1998). Its distance is estimated to be 360 ± 50 pc by Maercker et al. (2018), and measured as 440 ± 30 pc (DR2) and 393 ± 12 pc (DR3) by Gaia Collaboration (2018). These two Gaia distances are marginally compatible within 1.5σ with the values from Maercker et al. (2018) and with each other; therefore, we retained the conservative value of Maercker et al. (2018) (360 ± 50 pc) for the purposes of this work.

R Scl is one of just a few detached shell objects (Olofsson et al. 1996) and ALMA observations revealed a spiral structure and the presence of clumpy and non-centrosymmetric structures inside the shell. Maercker et al. (2012) suggested it could be explained by the presence of a so far unseen companion of $0.25 M_{\odot}$ hidden at 60 au ($34 R_{\star}$) in the dusty shell. VLTI/PIONIER images do not show that companion, but instead show an extended photosphere with a dominant spot that is very likely to be of a convective origin (Wittkowski et al. 2017). Polarimetric observations confirm the clumpy structure of the dust forming region (Yudin & Evans 2002). However, such clumps were not detected in the MIDI observations of Sacuto et al. (2011). Such a non-detection was very likely due to the limitations in terms of uv -coverage and visibility sampling of MIDI, which is not optimized for the detection of large-scale asymmetric structures (Paladini et al. 2012, 2017).

This paper is organized as follows. In Sect. 2, we present new VLTI/MATISSE observations in L - and N -bands of the AGB star R Scl, as well as the data reduction processes. In Sect. 3, we present the photometric data of this star and we derived a hydrostatic model to describe the central source. The resulting best-fit model is used as input for the DUSTY modeling used to interpret both the photometry and the interferometric MATISSE data. In Sects. 4 and 5, we present the very first chromatic images in the L (3–4 μm) and N (8–13 μm) mid-infrared (mid-IR) bands of the star's photosphere and its immediate vicinity. In addition, to locate the molecules and the dust in the circumstellar shell, we modeled the measured visibility data with a combination of ring-shaped layers within the close environment of the star and discuss our results. Finally, in Sect. 6, we provide our conclusions.

2. Observations and data processing

The Multi Aperture Interferometric Spectroscopic Experiment (MATISSE) is a four-telescope interferometric beam combiner that disperses the coherent light from four telescopes of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) in the L (3–4 μm), M (4.5–5 μm), and N (8–13 μm) mid-infrared bands (Lopez et al. 2022). It can combine either the four 1.8 m telescopes (auxiliary telescopes, AT), or the four 8 m telescopes (unit telescopes, UT). MATISSE delivers coherent fluxes, closures phases,

differential phases, and photometry which can be used with the coherent flux to derive the relevant visibilities.

The four ATs can be moved along rails on the VLTI site, allowing for the baselines (separation vector between two telescopes with coordinates (u, v)) to more densely populate the (u, v) -plane than when only 4 fixed telescopes are used. This makes MATISSE an imaging instrument that offers an exquisite spatial resolution: reaching, in the L -band, up to $\lambda_L = 3 \mu\text{m}$, $\lambda_L/B = 4.4$ mas, and in the N -band up to $\lambda_N = 10 \mu\text{m}$, $\lambda_N/B = 15$ mas for a baseline of $B = 140$ m. The reliability of the image reconstruction process, the signal-to-noise-ratio (S/N), and the dynamic range of the image depend on the completeness of the (u, v) -plane coverage.

The observations of R Scl were conducted using the ATs of the VLTI during the commissioning run of MATISSE in December 2018. Table A.1 presents the logbook of the observations with the used AT configurations. Since on December 5 and 6, the observing nights were of poor quality characterized by technical glitches, only a fraction of the data from these two nights are used here.

The data are processed using the MATISSE data reduction software `drsmat` version 1.5.0 (Millour et al. 2016), which adopts a classical Fourier transforms scheme (Perrin 2003), with photometric calibration in the case of the L -band (Coudé du Foresto et al. 1997). Chopping correction (subtracting sky frames from target frames) and optical path difference (OPD) demodulation procedures are applied before summing up the spectral densities, bispectra, and interspectra, leading to estimates of the spectro-interferometric observables: spectral distributions in squared visibility, closure phase, and differential phase, in a similar way as was done with the AMBER instrument (Tatulli et al. 2007). This leads to four reduced OIFITS2 files per pointed target (one for each beam commutation), which contains as many observables as exposures on the target.

In the next step, an interferometric calibration procedure is applied to the data: the targets used as calibrators (CAL) are corrected from their expected observables given the predicted value of their angular diameters, and each science target (SCI) is corrected from this transfer function estimate, owing to a calibrated OIFITS2 file for each CAL-SCI pair¹. It is important to notice that calibrators have been chosen with no IR excess (see Cruzalèbes et al. 2019 for a description of the IR excess-free criterion) to avoid bias on the infrared measurements and in the calibration process. The `drsmat` has been developed in C with the ESO-specific library CPL, and is interfaced with the ESO recipes environment `esorex`. A graphical user interface can be used in the form of python tools developed by the consortium² to handle the data and recipes, and display the results. Table A.2 lists the stars used as calibrators for R Scl during the MATISSE commissioning run.

3. Matching hydrostatic photosphere and 1D dust envelope model with the SED

Following the approach of Sacuto et al. (2011), we performed an estimation of the spectral energy distribution (SED) of R Scl at the pulsation phase of the MATISSE observations. Indeed, the SED is formed by selected photometric data points listed in

¹ The calibrated data used in this work can be found at <http://oidb.jmmc.fr/collection.html?id=12803c68-6124-40ad-803c-68612470ad3d>

² Made freely available at <https://gitlab.oca.eu/MATISSE/tools/wikis/home>

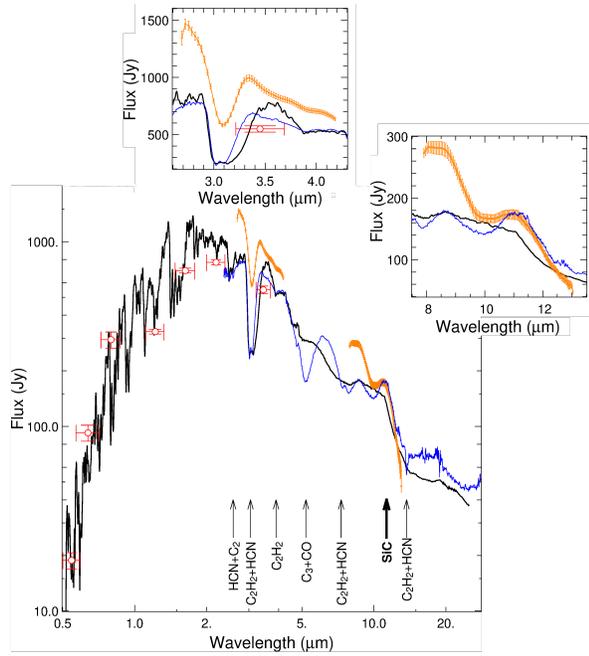


Fig. 1. SED of R Scl (log-log scales). Orange spectra: MATISSE data-sets in L - and N -bands with their associated error bars. Blue spectra: the ISO/SWS spectrum. Red points: photometric data from the literature. The solid black line is the best COMARCS+DUSTY model (see Sect. 3). Spectral features are labeled with arrows. Insets zoom onto the MATISSE spectrum (linear scales). SiC is marked as boldface as it is solid state, unlike the other gaseous species.

Table A.3 and by the ISO/SWS spectra convolved at the same spectral resolution as MATISSE ($R \sim 30$) and chosen at a pulsation phase that is as close as possible to that of the MATISSE observations ($\varphi \sim 0.95$, see Fig. 1).

3.1. Stellar pulsation

To estimate the pulsation phase of the MATISSE data, we made a periodogram analysis of the AAVSO V -band photometry. For this purpose, we downloaded data from between JD 2 411 972.3 and 2 458 893.5, and we selected only the best-quality data (based on the AAVSO data flag system). The periodogram not shown in this article is produced using the Lomb-Scargle method, an efficient algorithm for detecting and characterizing periodicity in unevenly-sampled time-data (VanderPlas 2018). The primary peak was detected at $P = 372 \pm 5$ days which is consistent with the period 376 days from Wittkowski et al. (2017). We also detected a secondary peak at 15 000 days (≈ 41 yr), which was previously unknown. We ensured this was not an alias of the shorter period by checking that the secondary peak remains after we removed the primary pulsation from the data. Furthermore, the 41-yr pulsation period is consistent with long secondary periods detected in several AGB stars (Wood et al. 1999; Soszyński et al. 2021). Henceforth, we refer to the “pulsation” as the first 372-day period and “variability” as the long-term variability of 41 yr. The zero-phase time is set at 2 456 245.5 days (≈ 2012 -11-14). The MATISSE observations were carried out close to maximum luminosity.

3.2. Photometric data and dereddening

The V , R , and I magnitudes reported in Table A.3 are taken from the catalog of Johnson et al. (1966). The errors on the flux are the results of errors in the magnitude, the color index, and the extinction. The J , H , K , L band magnitudes at the same pulsation phase as MATISSE data are taken from Whitelock et al. (2006).

The photometric data are corrected from reddening using the visual extinction equation of Bagnulo et al. (1998). To retrieve the extinction at each fiducial wavelength, we assumed a total-to-selective extinction ratio in the visible of $R = 3.1$ (Fitzpatrick 1999). We notice that the dereddening effect induced by the interstellar medium on the observed photometric data points is small.

3.3. Stellar contribution: COMARCS model fitting

In this section, the stellar contribution will be described using hydrostatic models. The detailed fit of the spectral energy distribution which would require more advanced models such as dynamic ones (Höfner et al. 2005) is beyond the scope of the current paper. Our aim here is to derive the stellar parameters and get a hydrostatic model that will be used in the following section as central source for the radiative transfer equation solver DUSTY³ in order to model the total emission of R Scl.

We fit the photometric data with the grid of precomputed low-resolution synthetic spectra COMARCS (Aringer et al. 2016, 2019). The spectra are calculated starting from 1D hydrostatic model atmospheres that take into account atomic and molecular absorption directly computed using the opacity generation code from the Copenhagen Opacities for Model Atmospheres (COMA) program (Aringer et al. 2009).

The fit is limited to the wavelength region where the dust contribution is negligible, namely, between the V and I -bands (after dereddening). In such a wavelength domain, we could expect strong absorption from the circumstellar envelope (CSE) which is not considered in the models. Such dust extinction could, in principle, impact the effective temperature estimation of the COMARCS model. However, the bias described above is not significant for our purpose, as previously discussed in Brunner et al. (2018).

Only a subset of 2600 COMARCS spectra matching metallicity, effective temperature, and stellar mass was selected from the original grid of 11 248 models available in the official COMARCS repository⁴ (Aringer et al. 2016). After computing χ^2 on the spectra subset, we selected one of the models within 3σ of the minimum χ^2 .

Using Eq. (2) from Cruzalèbes et al. (2013) we estimated the Rosseland radius associated to the model chosen in the previous step. Our result $R_\star = 5.3 \pm 0.6$ mas of the star is consistent with Cruzalèbes et al. (2013) stellar limb-darkened radius of $R_{\star,C} = 5.03 \pm 0.03$ mas, based on hydrostatic MARCS model, and it is also consistent with the Rosseland radius $R_{\star,W} = 4.45 \pm 0.15$ mas of Wittkowski et al. (2017), obtained using dynamic atmosphere models. Even using different models, the latter two estimations are consistent within 1.5σ with our Rosseland radius, meaning that the differences are not statistically significant. Finally, we also tested the COMARCS model against a distance of 393 pc (Gaia Collaboration 2018), following the same steps than described previously, and we did not notice any significant change in the SED and the stellar contribution.

³ Made freely available at http://faculty.washington.edu/ivezic/dusty_web/

⁴ <http://stev.oapd.inaf.it/atm/lrspe.html>

3.4. Dust contribution: DUSTY model fitting

To describe the circumstellar envelope of the star, we use the 1D radiative transfer code DUSTY (Ivezić & Elitzur 1997). We set: (1) the central source as our best-fitting COMARCS model; (2) the dust grain-size distribution following the classical MRN (Mathis Rimpl Nordsieck) distribution (Mathis et al. 1977). For the latter, we assumed a minimum and maximum grain size $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ and $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$, respectively, which are largely adopted for size distribution among stellar envelopes and interstellar dust; (3) the inner shell temperature was set to 1200 K, which aptly represents the sublimation-condensation temperature of dust in particular AmC (Gail & Sedlmayr 1999). Such a temperature is affected, in practice, by unknowns related to dust grain optical and physical properties. As a consequence, we refer to the DUSTY radius where the dust grains condensate as the “DUSTY inner radius”; (4) then, we arbitrarily set the outer radius of the envelope to $1000 R_{\text{in}}$ consistently to Sacuto et al. (2011); (5) finally, we assumed the density distribution driven by the pressure on dust grains. Indeed, the Radiatively Driven Winds Analytic (RDWA) approximation (Elitzur & Ivezić 2001) was used for the dust density profile. The approach is appropriate for AGB stars (in most cases) and according to the DUSTY manual, it offers the advantage of a much shorter computing time. Then, fitting the model on both observed SED and the MATISSE visibilities, we finetuned the amount of silicone carbide (SiC) and amorphous carbon (amC), as well as the optical depth at $1 \mu\text{m}$. Thus, we estimated the inner shell radius and the mass-loss rate. We assume that the main error sources in the DUSTY fitting process come from the stellar temperature and luminosity. We used the lower and higher temperatures and luminosities of the COMARCS grid of models based on the error bars computed in Sect. 3.3. We repeated the process described in Sect. 3.4 and deduced the confidence interval of the DUSTY parameters. The summary of the DUSTY parameters are given in Table 1.

3.5. Results of the composite model fitting

Table 1 summarizes the parameters of the composite COMARCS+DUSTY best-fit model. The fractional abundance of the relevant grains in the dust shell resulting from this fit is a mixture of amorphous carbon (AmC, $88 \pm 11\%$) and silicon carbide (SiC, $12 \pm 11\%$), with the optical depth at $1 \mu\text{m}$ $\tau_{\lambda=1\mu\text{m}} = 0.19 \pm 0.05$. Our results are consistent with the findings of Sacuto et al. (2011), who used a grid of DUSTY models and least-squares fitting minimization to find a mixture of $90 \pm 10\%$ AmC and $10 \pm 10\%$ of SiC and an optical depth at $1 \mu\text{m}$ of $\tau_{\lambda=1\mu\text{m}} = 0.18 \pm 0.05$. Then, we also estimated a mass-loss rate of $\dot{M} = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, using a dust grain bulk density $\rho_s = 1.85 \text{ g cm}^{-3}$ (Rouleau & Martin 1991) and a gas-to-dust-ratio of $r_{gd} = 590$ (Schöier et al. 2005). Our estimation of the mass-loss rate is also consistent with that of De Beck et al. (2010), namely, $1.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

In Fig. 1, we display the selected photometry data sets and the composite model of the SED. The MATISSE and the ISO/SWS spectra clearly show signatures possibly associated to acetylene (C_2H_2) and hydrogen cyanide (HCN) molecules at $3.1 \mu\text{m}$ as well as the solid state SiC at $11.3 \mu\text{m}$ (Yang et al. 2004). We suspect the vertical-axis offset of the MATISSE spectrum with respect to the ISO observations and COMARCS+DUSTY models is due to calibration issues in terms of the MATISSE absolute flux or a field-of-view effect (Paladini et al. 2017). We note that COMARCS + DUSTY models cannot reproduce properly the

Table 1. Physico-chemical parameter values of the COMARCS (top part) and DUSTY (bottom part) models.

Model parameter	Parameter value	Fixed
Distance	$360 \pm 50 \text{ pc}^{(a)}$	Yes
Surface gravity	$-0.50 \pm 0.10 \text{ cm s}^{-2}$	No
Stellar surface temperature	$2700 \pm 100 \text{ K}$	No
Stellar Luminosity	$8000 \pm 1000 L_{\odot}$	No
Stellar mass	$2.0 \pm 0.5 M_{\odot}$	No
C/O ratio	$2^{+2.0}_{-0.6}$	No
Microturbulent velocity	$2.5 \text{ km.s}^{-1}^{(b)}$	Yes
Rosseland Radius	$1.91 \pm 0.20 \text{ au}$ $5.3 \pm 0.6 \text{ mas}$	No
Shell chemical composition	AmC ^(c) and SiC ^(d) $88 \pm 11\%$ of AmC $12 \pm 11\%$ of SiC	No
Dust grain-size distribution	$n(a) \propto a^{-3.5}^{(e)}$	Yes
Optical depth at $\lambda = 1 \mu\text{m}$	0.19 ± 0.05	No
Inner boundary temperature	$1200 \pm 100 \text{ K}^{(f)}$	Yes
Inner radius	$24.5 \pm 9.0 \text{ mas}$ $4.6 \pm 1.7 R_{\star}$	No
Outer radius	$1000 R_{\text{in}}^{(e)}$	Yes
Mass-loss rate	$1.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	No

References. ^(a)Maercker et al. (2018), ^(b)Aringer et al. (2009), ^(c)Hanner (1988), ^(d)Pegourie (1988), ^(e)Mathis et al. (1977), ^(f)Sacuto et al. (2011).

CO + C_3 absorption feature at $5.2 \mu\text{m}$. Part of this discrepancy can be linked to a well known problem about the opacity data and equilibrium constants involved in the C_3 band chemical description (Aringer et al. 2019).

Since DUSTY does not handle molecules, and knowing the coexistence of molecules and dust, we expected to see strong discrepancies between the DUSTY model and the MATISSE data in the L -band, where strong molecular features are located. Although dust emission usually dominates the N -band, molecular contributions are also expected there, namely: CS and possibly SiO at $8 \mu\text{m}$; HCN+ C_2H_2 molecular bands between 11 and $16 \mu\text{m}$ (Chubb et al. 2020) which can affect the shape of the SiC band at $11.3 \mu\text{m}$.

The resulting fit to the SED (black curve in Fig. 1) provides results that are in reasonable agreement with the above expectations: a satisfactory fit to the N -band visibilities from MATISSE is found (orange curves in Figs. 2c and d), but the L -band visibilities are not well matched with this star+dust model alone (Figs. 2a and b). We therefore need to refine this model, introducing additional ingredients for the L -band.

4. R Scl as seen by MATISSE

To locate the dusty and molecular regions, we used two independent methods: the first one based on the MIRA image reconstruction algorithm and the second one a new approach that is presented in this paper and based on an intensity radial profile reconstruction method using the Hankel transform. The Hankel method has the advantage of requiring less parameters than image reconstruction, leading to fewer solution non-uniqueness problems, a better convergence, and a better dynamic range, given that the source is centro-symmetric at approximately all wavelengths.

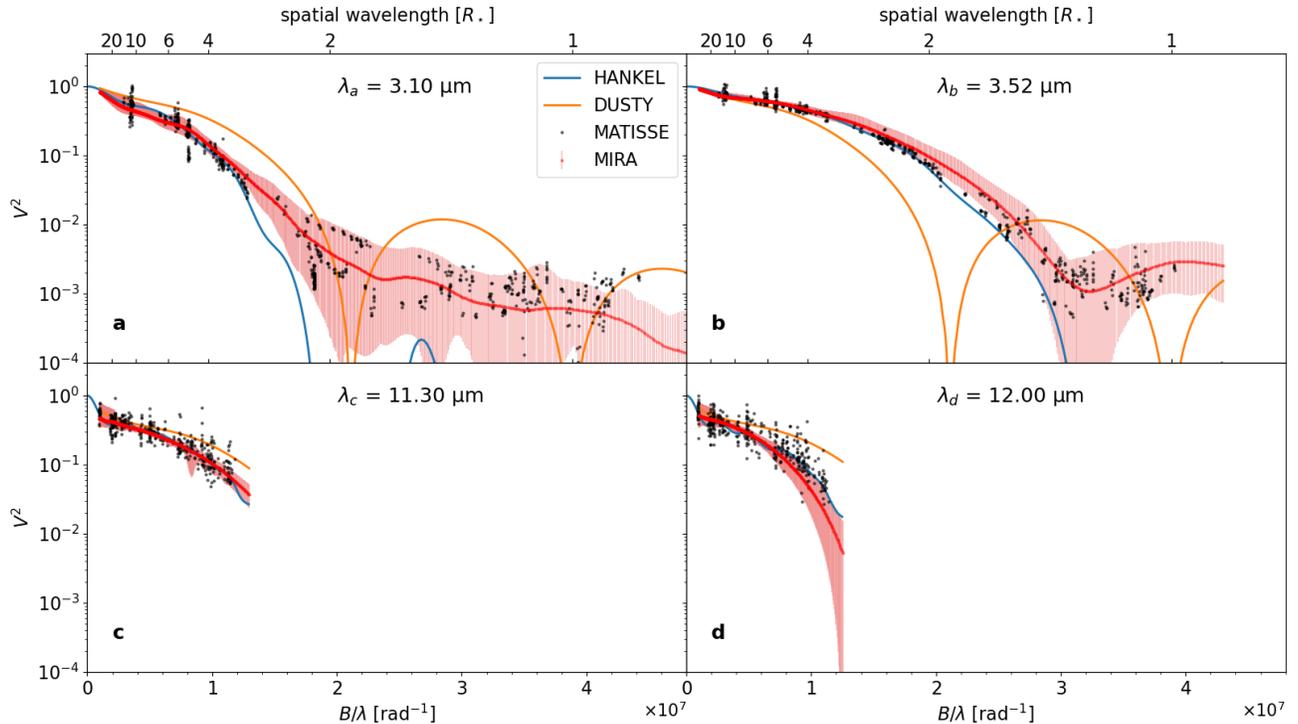


Fig. 2. Plot of the MATISSE squared calibrated visibilities (grey dots) at 3.10 μm around the $\text{C}_2\text{H}_2+\text{HCN}$ absorption feature (*panel a*), 3.52 μm in the *L*-band pseudo-continuum (*panel b*), 11.30 μm around the SiC feature (*panel c*), and 12.00 μm in the *N*-band pseudo-continuum (*panel d*). We over-plotted the data with several models: Hankel profile (blue), DUSTY model (orange), and MIRA mean 1D radial profile (red) and its dispersion (solid red interval).

4.1. MIRA image reconstruction

In Appendix A.1, we show the (u, v) -plane coverage obtained during the observing run. The coverage is very dense, allowing us to reconstruct high-fidelity monochromatic images of R Scl. For that purpose, we fed the calibrated visibilities and closure phases into the MIRA software of Thiébaud (2008). Additional scripts written by Millour et al. (2012) allowed us to slice the wavelengths, and improve the image quality by low-frequencies filling.

The images were reconstructed with 128 pixel size, using total variation regularization, a hyperparameter value of 10000 (as suggested in Renard et al. 2011), a random start image for the first wavelength, and the median image of all previous wavelengths for the subsequent ones. In rows c and d of Fig. 3, we show a subset of the reconstructed images.

Since the reconstructed interferometric image has a finer resolution than the diffraction-limited resolution, we also show in Fig. A.3 the reconstructed images convolved by an interferometer clean beam with a Gaussian profile. Furthermore, our MIRA image reconstruction effectively reproduces the closure phase of MATISSE data at all wavelengths – even at 3.11 μm , as shown in Appendix A.2, where strong asymmetries are observed.

4.2. Hankel profile reconstruction

The Hankel profile method uses a large number of concentric uniform narrow rings of same width as that given by the angular resolution of the instrument. A detailed description of the RHAPSODY tool is given in Appendix B. Although it is built on simple models, RHAPSODY is not a simple model-fitting

tool; rather, it is a radial profile reconstruction tool based on a Bayesian approach.

In this work, we reconstructed monochromatic radial profiles from visibilities using this technique. Each radial profiles is generated varying several parameters, including the number of rings, N_{step} , the number of iterations in the minimization routine, the initial radial profile, and the value of the hyperparameter μ that we varied between $\mu = 1$ and $\mu = 10^{10}$, in increments of the power of ten. The L-curve (χ^2 as a function of μ) provides us a guideline to select the optimal value using both regularization methods: 1) the quadratic smoothness f_{smooth} , which tends to minimize the intensity variations between consecutive radii; and 2) the total variation f_{var} which tends to reconstruct uniform intensities with sharp edges. Then we obtain the best radial profile reconstructions (shown in Figs. 3 and 4) with $\mu = 10^4$ and a median value of the minimum reduced χ^2 of 3.3, using the total variation regularization method.

Images of the reconstructed Hankel profiles at selected wavelengths (i.e., pseudo-continuum (3.52 μm) and in C_2H_2 and/or HCN absorption bands (3.10 μm , > 12 μm), as well as the SiC signature (11.30 μm) are shown in Fig. 3. The estimated Rosseland diameter is marked as a dashed circle and the typical angular resolution of the interferometer for the fiducial wavelength, computed as $0.5 \lambda/B$ (Monnier 2003), is marked as a white circle in the bottom-left corner.

In Fig. 4, we show the obtained spectro-radial maps of the Hankel profile in the *L*- and *N*-bands. Profile reconstruction artifacts, coming from the (u, v) -plane sampling voids, are clearly identifiable as their distance from the star depends on the wavelength across the two *L*- and *N*-bands (traced as dashed white lines in Fig. 4). Spatially well-constrained structures show no

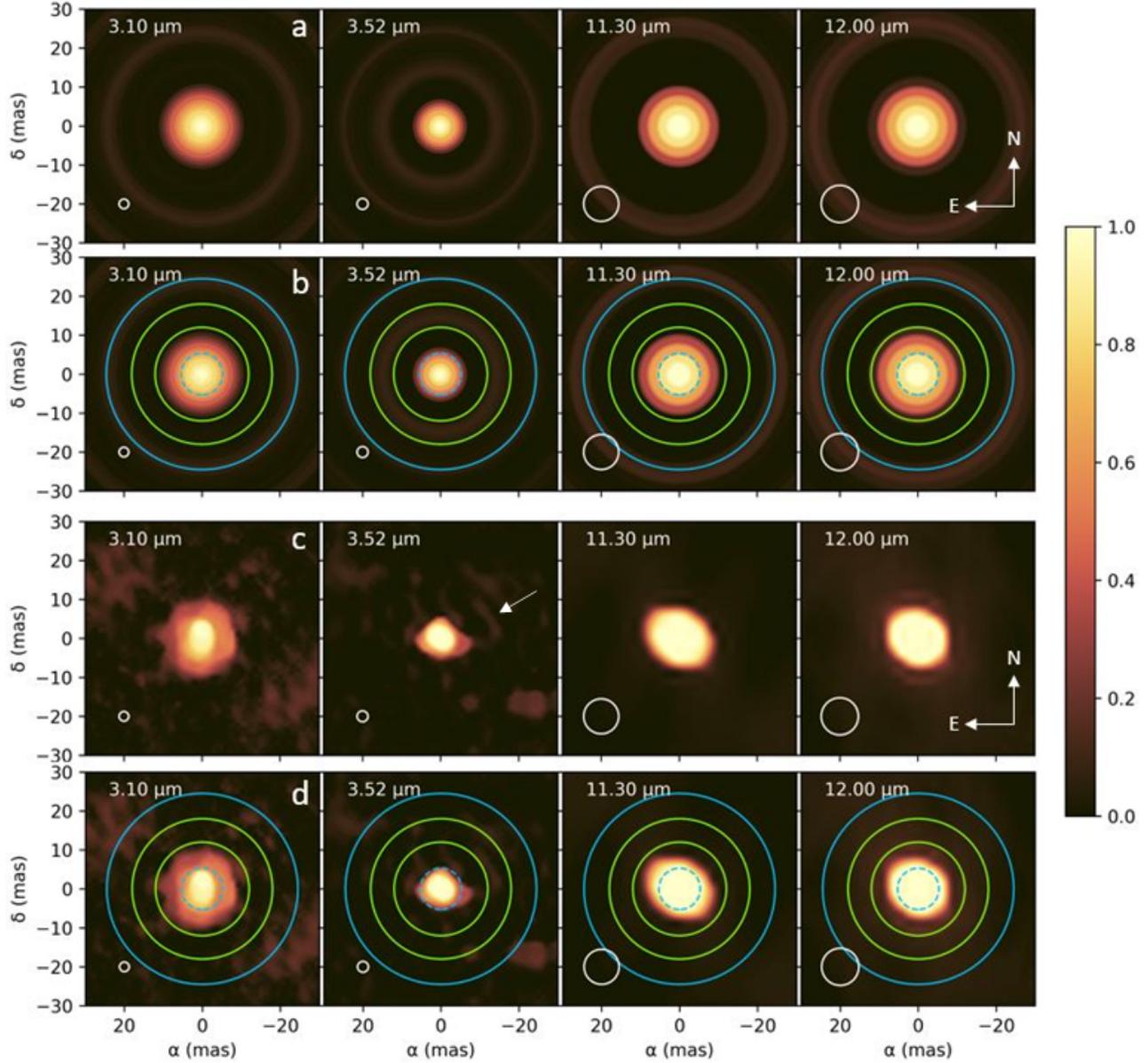


Fig. 3. Reconstructed Hankel distribution from radial profiles (*row a*), the same with the identified features highlighted (*row b*), images reconstructed with MIRA (*row c*), and the same with features highlighted (*row d*). Each panel shows the reconstructed image at the wavelength shown at its left top corner, covering the *L*-band (3–4 μm) and the *N*-band (8–13 μm). In these panels, the blue dashed circle in the center shows the calculated Rosseland radius of the stellar photosphere, the green circles represent the inner and outer boundary of the distinct molecular shell (seen here only at 3.52 μm and only clearly identifiable in the Hankel reconstruction), the blue circle represents the inner boundary of the dust envelope predicted by DUSTY, while the white circle at each bottom left corner shows the theoretical angular resolution of the interferometer. The white arrow shows the north-west arc structure referenced in Sect. 4.3.3.

dependence of the distance on wavelength ($d = \text{Const}[\lambda]$). We refer to Appendix C for more details on the fidelity of the profiles. The two grey vertical bands from 3.05 to 3.30 μm and from 3.75 to 4.00 μm cover the spectral ranges where the centrosymmetric Hankel profile is not able to properly reproduce the asymmetric shape of R Scl, revealed by non-zero closure phases and by the reconstructed images (see the following section). The Rosseland radius is represented as a dashed blue line, the DUSTY inner radius in solid blue line, and a new, so far unexpected emission discussed in Sect. 5.3, which is between 12 and 18 mas ($\sim 2.3\text{--}3.4 R_*$) within the two solid green lines.

As seen in Fig. 4, the extent of the inmost circumstellar shell is not identical at all wavelengths but this variation is not coming from any instrumental or data reduction issue. The shell is significantly larger between 2.9 and 3.3 μm , and also 3.6 and 4.0 μm , and except for those specific bandwidths, it steadily increases towards longer wavelengths all the way up to 12 μm . Furthermore, this is in good agreement with Paladini et al. (2009): from dynamical model, the pseudo continuum radius is larger than the Rosseland radius because of the atmospheric extension and the pseudo-continuous molecular opacity. Notably, even at 3.525 μm , where we are expecting to find only the

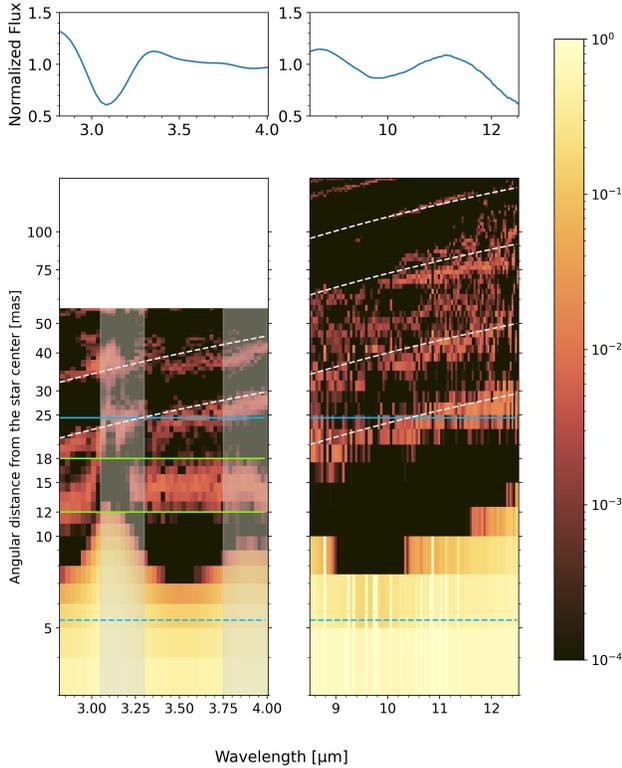


Fig. 4. Spectra of the intensity profiles in L - and N -bands. *Upper panels:* observed MATISSE spectrum normalized by the median and then divided by a black body spectra at $T = 2700$ K to underline the observed emission and absorption features. *Lower panels:* spectro-radial maps in L - and N -band obtained by plotting the best intensity Hankel profile normalized at one for each observed wavelength. The faint red structures highlighted with the inclined dashed-white lines are reconstruction artifacts (see Sect. 4.2 for details). The dashed and solid blue horizontal lines show the position of the Rosseland radius and the DUSTY inner radius respectively. The solid green horizontal lines delimit the extension of a hot distinct molecular layer (see Sect. 5.3). The grey vertical bands cover the spectral ranges where the centro-symmetric Hankel profile is not able to properly reproduce the asymmetric shape of R Scl revealed by non-zero closure phases.

pseudo-continuum (Paladini et al. 2009), the radial profile extent is slightly larger than the value of the Rosseland radius. Therefore, our observations are qualitatively supportive of the synthetic observations derived on the basis of dynamic models described in Paladini et al. (2009).

The two reconstruction processes (profile and image) are different and, therefore, they produce different results that must be interpreted adequately: the Hankel profiles are computed using the visibilities across all position angles altogether, reconstructing only the centro-symmetric information of the object, whereas the MIRA images are computed using the visibilities and the closure phases as a function of position angles and they bear the asymmetry information. As a consequence, it is not surprising to find asymmetric structures in the MIRA images while not seeing these asymmetries in the Hankel profiles. Therefore, we should not go too far in the comparison of images coming from both methods: what can be compared are the radial positions of features, but not their relative intensities (except for azimuthally integrated profiles of MIRA images compared to the Hankel profiles shown in Fig. 6 and described in the following subsection).

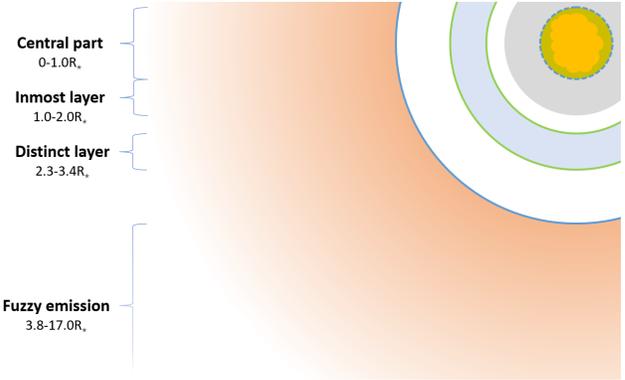


Fig. 5. Shell structure detected in the close envelope of R Scl (stellar radii shown ranges).

Furthermore, since it is difficult to estimate the true angular resolution and the shape of the PSF, the pixel size used to reconstruct the images is not meant to be the exact angular resolution of the image for both methods.

4.3. Description of the R Scl environment in the mid-IR

In this section, we describe the observations, while the interpretations can be found in Sect. 5. In Fig. 5, we provide a sketch of the region of the circumstellar envelope close to the star R Scl based on the Hankel profiles and the MIRA images, which we describe in more detail in the following sections. Such a circumstellar envelope is mainly composed of: (i) the central component from 0 to 5 mas from the center of the star; (ii) an inmost layer from 5 to 10 mas (i.e., $\sim 1\text{--}2 R_\star$); (iii) a distinct layer from 12 to 18 mas (i.e., $\sim 2.3\text{--}3.4 R_\star$); (iv) a fuzzy emission in the stellar outskirts at 20–90 mas (i.e., $\sim 3.8\text{--}17.0 R_\star$).

4.3.1. Central component (0–5 mas)

In the first region between 0 and 5 mas from the center of the star (Figs. 3 and 4), we see a nearly round source dominating the flux in the pseudo-continuum (3.52 and 10 μm). Figure 6 shows spectra extracted from the Hankel profiles and the MIRA images in different regions around the star. These separated spectra allow us to better understand the nature and the composition of the different layer around the star. In Fig. 6, we see that the spectrum of the central source is very similar to the total one: an absorption feature at 3.05 μm and two bumps in the N -band at 8.7 μm and around 11.1 μm . This central part is clearly asymmetric in the 3.1 μm $\text{C}_2\text{H}_2/\text{HCN}$ absorption band in the MIRA images.

4.3.2. Inmost layer (5–10 mas)

A layer beyond the estimated Rosseland radius of R Scl is seen as a faint environment between 5 and 7 mas ($\sim 1.0\text{--}1.3 R_\star$), assuming that the border of the photosphere is at 5 mas from the center of the star, as also seen in the images in Fig. 3. The N -band images also exhibit a larger central object compared to the L -band central star, meaning that we see the contributions from the star and the inmost layer, but we cannot disentangle them due to the lower angular resolution at these longer wavelengths.

We also observe a similar structure extending up to 10 mas ($1.8 R_\star$) and attached to the central component, visible in the MIRA images at 3.1 and 3.9 μm as an irregular extended layer attached to the central component (Fig. 3) and as a ring around

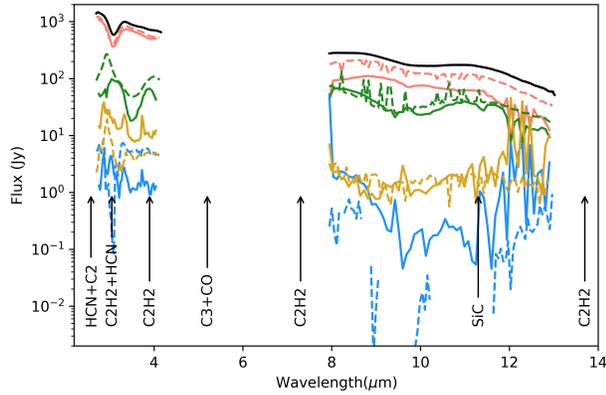


Fig. 6. MATISSE spectrum (black line) together with spectra extracted from circumstellar regions located at 0–5 mas (pink), 5–10 mas (green), 12–18 mas (blue), and 20–90 mas (golden) for both the Hankel (solid lines) and MIRA reconstructed images (dashed lines).

the central object in the Hankel profiles. In the spectra of Fig. 6, this is seen as two emissions bumps at 3.05 and 3.9 μm .

4.3.3. Distinct layer (12–18 mas)

A layer that is apparently distinct from the previous one (i.e., continuum at 3.52 μm) is detected between 12 and 18 mas, below the DUSTY inner radius of 24.5 mas. Such layer is seen in the *L*-band in the MIRA image reconstruction (Figs. 3 and A.4) as a fuzzy arc to the north-west of the star and a few blobs at the same distance from the photosphere. The RHAPSODY intensity profile reconstruction shows also such layer as a continuous ring. The nature of such layer is further discussed in Sect. 5.3.

4.3.4. Fuzzy emission in the outer skirts (beyond 20 mas)

A fuzzy emission above 20 mas (marked as a solid blue line in Figs. 3 and 4) is detected with MIRA and RHAPSODY. This emission is present both in *L*- and *N*-band. In the RHAPSODY images, the dynamic range of this emission is so low that only flux artifacts are reconstructed (see Appendix C). In the MIRA images, the (u, v) -coverage does not allow us to meaningfully reconstruct the shape of the brightness distribution. As a consequence, the fuzzy emission appears as blobs or artifacts in the north-eastern and south-western directions.

5. Discussion

In this paper, we describe 2D images that are projections of the actual R Scl 3D environment. Consequently, the distances mentioned in the following sections refer by default to distances projected onto the plane of the sky.

5.1. Central part: Star veiled by molecules

The data show a structure between 0 and 5 mas which can be interpreted as the star’s photosphere. At the wavelengths where molecular bands are expected, the photosphere is no longer visible due to the presence of molecular shells in front of it. In the *L*-band at 3.05 μm , we can see a spectral feature which, according to, for instance, Aringer et al. (2019), could be attributed to

$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{HCN}$. The feature detected at 3.9 μm is associated to C_2H_2 .

The bump near 11.3 μm in the *N*-band (see Figs. 1 and 6) resembles the SiC signature. Two hypothesis are able to explain such feature: (i) The signature is not from dust but rather from a pseudo-continuum between adjacent molecular features; (ii) The signature is produced by an optically thick layer of SiC dust located along the line of sight. In the case where the layer temperature is lower than the one of the background (i.e., the stellar surface), an optically thin layer scenario would produce an absorption (Rutten 2000); hence, this would not be compatible with the emission observed. The limited angular resolution and the dynamic range of the MATISSE *N*-band data do not allow us to correctly probe the SiC emission region, which provides key information in making the choice of one scenario over the other.

5.2. Inmost hot molecular layer (5–10 mas)

The inmost layer has clear spectral features (seen in the green curve of Fig. 6), appearing as two emission bumps at 3.05 μm and 3.9 μm , namely, the signatures of C_2H_2 and HCN. The hypothesis of the existence of an absorption band between these bumps is unlikely because spectral features at 3.05 μm and 3.9 μm should therefore also be in absorption. In addition, the data angular resolution in the *L*-band is high enough to avoid any contamination from the stellar emission. Furthermore, the existence of these emission bands is consistent with the lack of a strong continuum emission coming from the back hemisphere of the envelope, in the ring between 5 and 10 mas. On the other hand, C_2H_2 and HCN are already formed in the stellar atmosphere at a temperature between 2500 and 3000 K (Eriksson et al. 1984); thus, we suggest that this layer is attached to the star and could be part of the extended stellar atmosphere.

The inmost hot molecular layer is also visible at all other wavelengths in the *L*-band as a faint environment between 5 and 7 mas ($\sim 1.0\text{--}1.3 R_\star$), as seen in the images in Fig. 3. It may also be seen in the *N*-band, as the images show a larger central object with respect to the photosphere of the star.

5.3. Possibility of a distinct hot molecular layer (12–18 mas)

In *L*-band panels of Fig. 3, the MIRA images indicate the presence of irregular emissions between 12 and 18 mas while RHAPSODY images (as also seen in Fig. 4) shows clearly the presence of a layer in emission. In contrast, in the *N*-band, neither MIRA nor RHAPSODY show any trace of such layer, but there is still a noticeable enlargement with regard to the angular diameter of the photosphere. The non-detection of such layer might be induced by the limited dynamic range and *N*-band angular resolution of the data (see Appendix C). The composition of this layer can then be of two different natures: either formed by dust or filled with molecules.

5.3.1. Dust hypothesis

The dust hypothesis, based on the assumption the 12–18 mas layer ($2.3\text{--}3.4 R_\star$) is formed by dust, offers three possibilities: (i) dust grains in the layer are only made of amorphous carbon. According to our estimation using Eq. (1) in Ivezić & Elitzur (1996), such layer should radiate at a mean temperature of 1500 K. This temperature is in accordance with the condensation temperature of amC in dynamic models (Nowotny et al. 2010). Wittkowski et al. (2017) also confirmed the presence of amC in the line of sight of their R Scl PIONIER images; (ii)

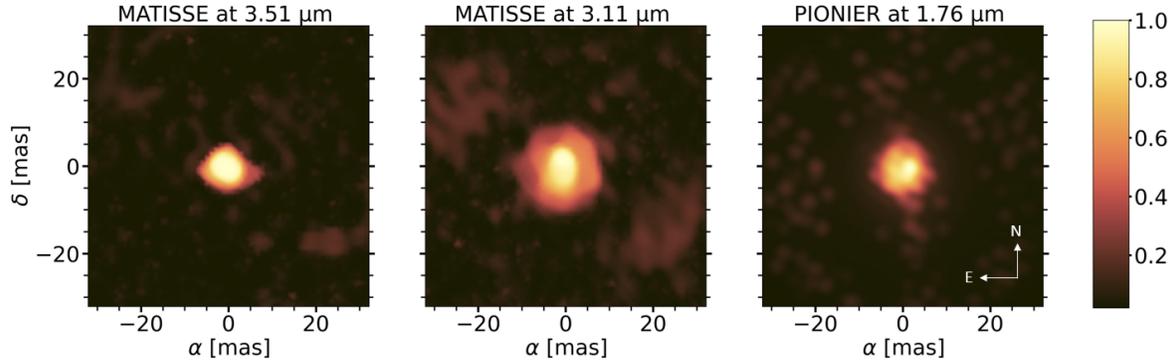


Fig. 7. Comparison between R Scl in 2014 and 2018 observed respectively with PIONIER and MATISSE. *Left:* MIRA image reconstruction at 3.51 μm using the 2018 MATISSE observations at $\phi = 0.96$. *Center:* MIRA image reconstruction at 3.11 μm using the 2018 MATISSE observations at $\phi = 0.96$. *Right:* IRBis image reconstruction made by Wittkowski et al. (2017) using PIONIER 2014 data at 1.76 μm and $\phi = 0.78$.

Table 2. Summary of key structures in the inner region of R Scl from our MATISSE observations.

Structure	Composition	Distance from the stellar center	Spectral signature	Central Wavelength
Star	–	0–(5.3 \pm 0.6) mas	Continuum	All
Rosseland Radius	–	5.3 \pm 0.6 mas (\sim 0–1 R_\star)	–	–
Central Component	C ₂ H ₂ + HCN	0–5 mas (\sim 0–1 R_\star)	Absorption band	3.05 μm
Inmost Layer	C ₂ H ₂ + HCN	5–10 mas (\sim 1–2 R_\star)	Emission band	3.05 and 3.9 μm
Distinct Layer	C ₂ H ₂ + HCN + amC	12–18 mas (\sim 2.3–3.4 R_\star)	Not clear	–
Fuzzy emission	amC (and SiC?)	20–90 mas (\sim 3.8–17.0 R_\star)	Continuum	All

dust grains in the layer are made of SiC. If we assume, as the temperature for the SiC dust condensation, $T_{\text{eff}} = 1350$ K from Yasuda & Kozasa (2012), then such a scenario would be discarded because the estimated temperature of the layer in this work is higher than the latter. On the other hand, we should keep in mind that the condensation temperature of SiC is not well known. Yasuda & Kozasa (2012) used select data on the condensation of Si_xC_y onto SiC dust grains that are affected by large errors. Gobrecht et al. (2017) analyzed part of the chemical reactions used by Yasuda & Kozasa (2012) and found significant differences. Agúndez et al. (2020) gave a condensation temperature for SiC of \approx 1300–1400 K, while Men’shchikov et al. (2001) provided a temperature of 2000 K. Given these uncertainties, the scenario cannot be fully discarded; (iii) dust grains in the layer are made of titanium carbide (TiC). TiC also condenses at those temperatures (Agúndez et al. 2020), however such a chemical species is not included in this paper since there is no clear spectral signature of TiC in the MATISSE spectral range (von Helden et al. 2000).

5.3.2. Molecular hypothesis

In the case of a molecular layer, it might be formed by C₂H₂ + HCN molecules. Indeed, in the ISO/SWS spectra of Fig. 1, we observe a minimum around 10 μm in *N*-band, which could be the pseudo-continuum between C₂H₂ + HCN features – at 7.5 μm [6.5–9.0 μm] and 13.0 μm [11.0–16.0 μm] Chubb et al. 2020. Such a possible pseudo-continuum would be bordered at long wavelengths by the SiC band. Furthermore, we should also notice that weaker molecular bands as SiH₄, NH₃, or C₂H₄ might also contribute to the shape of the SED at those wavelengths. On the other hand, similar layers were detected around AGB stars in previous works: HD 187796 (χ Cyg) was observed by

Perrin et al. (2004) with a molecular layer detected between 1.8–1.9 R_\star , Zhao-Geisler et al. (2012) revealed a molecular layer made of C₂H₂ and HCN at about 2 R_\star around the carbon rich star V Hya. Similar sizes can be found in oxygen-rich AGB stars (BK Vir: 1.2–4.5 R_\star , SW Vir: 1.2–3.0 R_\star in Hadjara et al. 2019).

The molecule detection at this distance from the star echoes the results of Wittkowski et al. (2017) which modeled AMBER and PIONIER data of R Scl using COMA showing evidence for molecular contributions by CO, CN, C₂, C₂H₂, HCN, and C₃ close to the star. It is worthwhile to note in this respect that PAHs and very small grains seem to show broad emission plateaus in the *N*-band which would produce a similar spectral signature (Peeters et al. 2017). Such particles belong to the formation process of amC and would thus be present in the dust condensation region.

Following the reasoning presented in Sects. 5.3.1 and 5.3.2, it is very likely that the 12–18 mas layers are composed by C₂H₂, HCN, and (possibly) amC dust.

5.4. Comparison with PIONIER data

In Fig. 7, we compare our VLTI/MATISSE images with those from VLTI/PIONIER from Wittkowski et al. (2017)⁵.

The PIONIER 1.76 μm observations give us information mainly on the stellar surface and its extended atmosphere, being outside of the 1.53 μm C₂H₂+HCN molecular absorption band. We need to keep in mind that C₂ bands are also present in the observing bandwidth of PIONIER and could affect the images of the continuum emission. The 1.76 μm VLTI/PIONIER data were observed in 2014, corresponding to a pulsation phase of

⁵ IRBis and MIRA packages are based on the same principle, which justifies the comparison.

$\phi = 0.78$, and the VLTI/MATISSE data were observed in 2018 at a pulsation phase of $\phi = 0.96$. The two epochs at four years apart are expected to show an evolution: the long-term variability of the star had time to completely reshape the region of the envelope close to the inmost layers of the vicinity of the star. The comparison shows similarities: the size of the central source (0–5 mas) with PIONIER is akin to our central source at 3.51 μm (in the pseudo-continuum).

It also exhibits some differences: asymmetries are not located at the same place between the two epochs. Two hypotheses for this variation: a significant evolution of the stellar and circumstellar environment shape or wavelength-dependent opacities related to the presence of molecules and possibly dust in front of the star. Then, this comparison has underlined the fact that it is possible to observe stellar surface variability at a timescale of few years for this kind of object. This means that in the case of a high observation frequency with MATISSE or another imaging interferometer, we should be able to estimate the characteristic timescale and sizes of patterns caused by convection onto the stellar surface.

6. Conclusion

In this paper, for the first time, we present our processing of simultaneous L -band and N -band observational data of the AGB star R Scl obtained with the VLTI/MATISSE instrument. Thanks to the good (u, v) -plane coverage of the MATISSE observations, we derived a consistent MIRA image and Hankel intensity profile reconstruction. The use of both independent and complementary methods allows us to locate the dust and molecules around R Scl (Table 2). In the images (and intensity profiles), we find the signature of a sporadic mass-loss event maybe responsible for the formation of a distinct layer. Based on the MIRA images, we also detected some asymmetric structures confirming the presence of clumps in the envelope of R Scl. We did not find any clear signature of SiC forming regions around the star. We present the main steps of our work as follows:

1. Data obtained with the VLTI/MATISSE instrument during the seven-days of the long commissioning session from 2018-12-03 to 2018-12-15 was used in this work.
2. Using the COMARCS stellar atmospheric model and the dust radiative transfer code DUSTY, we confirm the previously published characteristics of a thin dust shell, mainly composed of amorphous carbon with a small amount of silicon carbide (10%), leading to the location of the inner boundary estimated by DUSTY at about $4.6 R_{\star}$ from the central star (i.e., 24.4 mas) and a mass-loss rate of $1.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.
3. In order to locate the dust and molecule regions, we compared two different methods: one based on the MIRA image reconstruction and an other one based on a brand-new approach which consists of reconstructing the Hankel intensity profile of the circumstellar environment using the code RHAPSODY⁶. This method allowed us to simultaneously reproduce the spectral energy distribution and the MATISSE visibilities.
4. These complementary and independent approaches allow us to get a better view of both the composition and the geometry of the close environment of R Scl. We locate the dust emission region between 20 and 90 mas (~ 3.8 – $17.0 R_{\star}$), as well as the presence of molecular shell around 5–10 mas (~ 1 – $2 R_{\star}$) and a distinct one around 12–18 mas (~ 2.3 – $3.4 R_{\star}$). This distinct layer could be made of

both: dust and molecules. To reconstruct the formation history of such layer would require a monitoring of the source. Our results are in qualitative agreement with the predictions of dynamic models (Paladini et al. 2009) and a detailed comparison with such models is the subject of further study.

Acknowledgements. MATISSE has been built by a consortium composed of French (INSU-CNRS in Paris and OCA in Nice), German (MPIA, MPIfR and University of Kiel), Dutch (NOVA and University of Leiden), and Austrian (University of Vienna) institutes. It was defined, funded and built in close collaboration with ESO. The Conseil Départemental des Alpes-Maritimes in France, the Konkoly Observatory and Cologne University have also provided resources to manufacture the instrument. The results are based on public data released from the MATISSE commissioning observations at the VLT Interferometer under Programme IDs 60.A-9257(E). We have great remembrance of the contributions from our two deceased colleagues, Olivier Chesneau and Michel Dugué to the MATISSE instrument. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research. This work was supported by the Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) of CNRS/INSU co-funded by CNES, as well as from the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) from CNRS. It has also been supported by the French government through the UCA-JEDI Investments in the Future project managed by the National research Agency (ANR) with the reference number ANR-15-IDEX-01 and the Hungarian government through NKFIH grant K132406. V. H. is supported by the National Science Center, Poland, Sonata BIS project 2018/30/E/ST9/00598, F. M., P. C. and J. D. acknowledge support from the French National Research Agency (ANR) funded project PEPPER (ANR-20-CE31-0002). The authors made extensive use of the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC) tools to prepare this paper. We can cite among others ASPRO (www.jmmc.fr) used to prepare observations, and OIdb (oidb.jmmc.fr) to publish the reduced data. The authors are very grateful to the anonymous referee for his/her careful review of the manuscript, resulting in insightful recommendations and constructive suggestions leading to the great improvement of its content and presentation. We are also very grateful to Orlagh Creevey for her precious information regarding the *Gaia* distances of R Scl, and Bernhard Aringer for the fruitful discussions about the COMARCS models.

References

- Agúndez, M., Martínez, J. I., de Andres, P. L., Cernicharo, J., & Martín-Gago, J. A. 2020, *A&A*, **637**, A59
- Aringer, B., Girardi, L., Nowotny, W., Marigo, P., & Lederer, M. T. 2009, *A&A*, **503**, 913
- Aringer, B., Girardi, L., Nowotny, W., Marigo, P., & Bressan, A. 2016, *MNRAS*, **457**, 3611
- Aringer, B., Marigo, P., Nowotny, W., et al. 2019, *MNRAS*, **487**, 2133
- Bagnulo, S., Doyle, J. G., & Andretta, V. 1998, *MNRAS*, **296**, 545
- Barnbaum, C., Stone, R. P. S., & Keenan, P. C. 1996, *ApJS*, **105**, 419
- Bourgés, L., Lafrasse, S., Mella, G., et al. 2014, *ASP Conf. Ser.*, **485**, 223
- Brunner, M., Maercker, M., Mecina, M., Khouri, T., & Kerschbaum, F. 2018, *A&A*, **614**, A17
- Chandler, C. O., McDonald, I., & Kane, S. R. 2016, *AJ*, **151**, 59
- Chubb, K. L., Tennyson, J., & Yurchenko, S. N. 2020, *MNRAS*, **493**, 1531
- Coué du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, **121**, 379
- Cruzalèbes, P., Jorissen, A., Rabbia, Y., et al. 2013, *MNRAS*, **434**, 437
- Cruzalèbes, P., Petrov, R. G., Robbe-Dubois, S., et al. 2019, *MNRAS*, **490**, 3158
- De Beck, E., Decin, L., de Koter, A., et al. 2010, *A&A*, **523**, A18
- Elitzur, M., & Ivezić, Z. 2001, *MNRAS*, **327**, 403
- Eriksson, K., Gustafsson, B., Jorgensen, U. G., & Nordlund, A. 1984, in *Observational Tests of the Stellar Evolution Theory*, eds. A. Maeder, & A. Renzini (The Netherlands: Kluwer Academic Publishers), 105, 199
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, **111**, 63
- Gaia Collaboration. 2018, *VizieR Online Data Catalog*: I/345
- Gail, H. P., & Sedlmayr, E. 1999, *A&A*, **347**, 594
- Gobrecht, D., Cristallo, S., Piersanti, L., & Bromley, S. T. 2017, *ApJ*, **840**, 117
- Hadjara, M., Cruzalèbes, P., Nitschelm, C., et al. 2019, *MNRAS*, **489**, 2595
- Hanner, M. 1988, Grain optical properties, in *NASA Conf. Publ.*, **22**
- Höfner, S., Gautschy-Loidl, R., Aringer, B., et al. 2005, in *High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy* (Berlin: Springer), 269
- Hron, J., Loidl, R., Hoefner, S., et al. 1998, *A&A*, **335**, L69
- Huang, Y., Liu, X. W., Yuan, H. B., et al. 2015, *MNRAS*, **454**, 2863
- Ivezić, Z., & Elitzur, M. 1996, *MNRAS*, **279**, 1011
- Ivezić, Z., & Elitzur, M. 1997, *MNRAS*, **287**, 799
- Jofré, E., Petrucci, R., Saffé, C., et al. 2015, *A&A*, **574**, A50

⁶ Link to RHAPSODY: <https://github.com/jdrevon/RHAPSODY>

- Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, *Commun. Lunar Planet. Lab.*, 4, 99
- Keenan, P. C. 1993, *PASP*, 105, 905
- Lopez, B., Lagarde, S., Petrov, R. G., et al. 2022, *A&A*, 659, A192
- Maercker, M., Mohamed, S., Vlemmings, W. H. T., et al. 2012, *Nature*, 490, 232
- Maercker, M., Brunner, M., Mecina, M., & De Beck, E. 2018, *A&A*, 611, A102
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Men'shchikov, A. B., Balega, Y., Blöcker, T., Osterbart, R., & Weigelt, G. 2001, *A&A*, 368, 497
- Millour, F. A., Vannier, M., & Meilland, A. 2012, *SPIE Conf. Ser.*, 8445, 84451B
- Millour, F., Berio, P., Heininger, M., et al. 2016, *SPIE Conf. Ser.*, 9907, 990723
- Monnier, J. D. 2003, *Rep. Prog. Phys.*, 66, 789
- Nowotny, W., Höfner, S., & Aringer, B. 2010, *A&A*, 514, A35
- Olofsson, H., Bergman, P., Eriksson, K., & Gustafsson, B. 1996, *A&A*, 311, 587
- Paladini, C., Aringer, B., Hron, J., et al. 2009, *A&A*, 501, 1073
- Paladini, C., Sacuto, S., Klotz, D., et al. 2012, *A&A*, 544, L5
- Paladini, C., Klotz, D., Sacuto, S., et al. 2017, *A&A*, 600, A136
- Peeters, E., Bauschlicher, Charles W., J., Allamandola, L. J., et al. 2017, *ApJ*, 836, 198
- Pegourie, B. 1988, *A&A*, 194, 335
- Perrin, G. 2003, *A&A*, 400, 1173
- Perrin, G., Ridgway, S. T., Mennesson, B., et al. 2004, *A&A*, 426, 279
- Renard, S., Thiébaud, E., & Malbet, F. 2011, *A&A*, 533, A64
- Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526
- Rutten, R. 2000, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, 7th edn. (The Netherlands: lecture notes Utrecht University)
- Sacuto, S., Aringer, B., Hron, J., et al. 2011, *A&A*, 525, A42
- Samus, N. N., Kazarovets, E. V., Durlevich, O. V., Kireeva, N. N., & Pastukhova, E. N. 2009, *VizieR Online Data Catalog: B/gcvs*
- Schöier, F. L., Lindqvist, M., & Olofsson, H. 2005, *A&A*, 436, 633
- Soszyński, I., Olechowska, A., Ratajczak, M., et al. 2021, *ApJ*, 911, L22
- Sousa, S. G., Adibekyan, V., Delgado-Mena, E., et al. 2018, *A&A*, 620, A58
- Stevens, D. J., Stassun, K. G., & Gaudi, B. S. 2017, *AJ*, 154, 259
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Thiébaud, E. 2008, *SPIE Conf. Ser.*, 7013, 70131I
- Thiébaud, E., & Giovannelli, J. F. 2010, *IEEE Signal Process. Mag.*, 27, 97
- VanderPlas, J. T. 2018, *ApJS*, 236, 16
- von Helden, G., Tielens, A. G. G. M., van Heijnsbergen, D., et al. 2000, *Science*, 288, 313
- Whitelock, P. A., Feast, M. W., Marang, F., & Groenewegen, M. A. T. 2006, *MNRAS*, 369, 751
- Wittkowski, M., Hofmann, K. H., Höfner, S., et al. 2017, *A&A*, 601, A3
- Wood, P. R., Alcock, C., Allsman, R. A., et al. 1999, in *Asymptotic Giant Branch Stars*, eds. T. Le Bertre, A. Lebre, & C. Waelkens (Berlin: Springer), 191, 151
- Yang, X., Chen, P., & He, J. 2004, *A&A*, 414, 1049
- Yasuda, Y., & Kozasa, T. 2012, *ApJ*, 745, 159
- Yudin, R. V., & Evans, A. 2002, *A&A*, 391, 625
- Zhao-Geisler, R., Quirrenbach, A., Köhler, R., & Lopez, B. 2012, *A&A*, 545, A56

Appendix A: Observational Information

Appendix A.1: Log of the MATISSE observations

Table A.1: Log of the MATISSE observations of R Scl.

Observing date	VLTI config.	BLR	N/N_\star	Seeing	τ_0
2018-12-03 → 05	A0–B2–C1–J2	10–129	9/14	0.94	0.6
2018-12-07 → 08	A0–B2–C1–D0	9–34	6/7	0.94	2.3
2018-12-09	B2–D0–J3–K0	29–137	5/5	0.73	4.1
2018-12-10 → 11	D0–G2–J3–K0	34–104	10/10	0.82	4.0
2018-12-12	A0–D0–G1–J3	25–131	4/4	0.80	4.6
2018-12-13 → 14	A0–G1–J2–J3	39–132	9/9	0.67	5.0
2018-12-15	A0–G1–J2–K0	48–123	2/2	0.53	4.7

Notes: BLR stands for Baseline Length Range expressed in m covered with each VLTI configuration. The ratio N/N_\star is the ratio of the used files to the pointings to the star, the seeing in arcseconds, and τ_0 is the coherence time in ms.

Appendix A.2: List of calibrators

Table A.2: List of the calibrator targets used for R Scl sorted by their decreasing effective temperature.

Name	Sp. Type	T_{eff} (K)	θ_{UD} (mas)	F_L (Jy)	F_N (Jy)
HD 10144	B6V	$15\,216 \pm 100^a$	1.8 ± 0.2	120 ± 14	18 ± 4
HD 48915	A1V	$9\,711 \pm 23^b$	6.2 ± 0.5	996 ± 55	118 ± 14
HD 6805	K2-IIIb	$4\,687 \pm 85^c$	3.3 ± 0.3	135 ± 3	20 ± 2
HD 39425	K1III	$4\,631 \pm 120^d$	3.7 ± 0.4	178 ± 24	23 ± 4
HD 32887	K4III	$4\,243 \pm 25^e$	6.0 ± 0.6	403 ± 42	56 ± 7
HD 23614	M1III	$3\,841 \pm 100^a$	5.3 ± 0.5	199 ± 36	28 ± 4
HD 1038	M1III	$3\,802 \pm 100^a$	5.6 ± 0.6	255 ± 45	41 ± 10
HD 51799	M1III	$3\,780 \pm 100^a$	4.7 ± 0.6	183 ± 38	29 ± 6
HD 11695	M4III	$3\,550 \pm 50^b$	9.3 ± 1.2	224 ± 198	69 ± 19

Notes: The values of the uniform-disk angular diameter are reported in the II/346 VizieR catalog (Bourgés et al. 2014), those of the L - and N -band fluxes in the II/361 catalog (Cruzalèbes et al. 2019).

^a Chandler et al. (2016)

^b Huang et al. (2015)

^c Sousa et al. (2018)

^d Stevens et al. (2017)

^e Jofré et al. (2015)

Appendix A.3: (u,v)-plane coverage

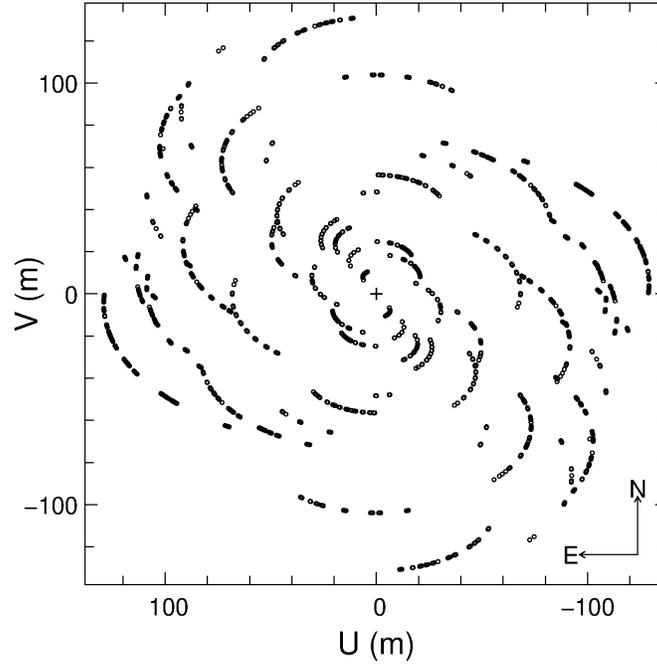


Fig. A.1: Final (u,v)-plane coverage on R Scl with VLT/MATISSE. The U and V coordinates are those of the projected baseline vectors.

Appendix A.4: Photometric data

Table A.3: List of the photometric data used in this work (see text for details).

Band	MJD	φ	A_λ	Magnitude	Flux (Jy)
V	38 700	0.85	0.18	5.84 ± 0.02	20.8 ± 1.0
V	—	—	—	5.76 ± 0.02	22.6 ± 1.1
V	—	—	—	5.71 ± 0.02	23.5 ± 1.2
R	—	—	0.13	3.76 ± 0.02	105 ± 4.2
R	—	—	—	3.72 ± 0.02	108 ± 4.3
R	—	—	—	3.68 ± 0.02	112 ± 4.5
I	—	—	0.07	2.38 ± 0.03	345 ± 10.4
I	—	—	—	2.35 ± 0.03	318 ± 9.6
I	—	—	—	2.29 ± 0.03	323 ± 9.7
J	52 888	0.98	0.05	1.64 ± 0.03	371 ± 11
H	—	—	0.03	0.39 ± 0.03	779 ± 23
K	—	—	0.02	-0.23 ± 0.03	843 ± 25
L	—	—	0.01	-0.81 ± 0.05	614 ± 18
J	50 274	0.95	0.05	1.69 ± 0.03	354 ± 10
H	—	—	0.03	0.45 ± 0.03	736 ± 22
K	—	—	0.02	-0.14 ± 0.03	777 ± 23
L	—	—	0.01	-0.66 ± 0.05	535 ± 16

Notes: φ is the pulsation phase and A_λ is the extinction value given with relative errors of 25%, computed thanks to the tabulated extinction values $E(B-V)$ from Fitzpatrick (1999). Magnitude is the observed magnitude provided by the catalog and the last column Flux is the dereddened flux computed using the A_λ values.

Appendix A.5: Closure phase

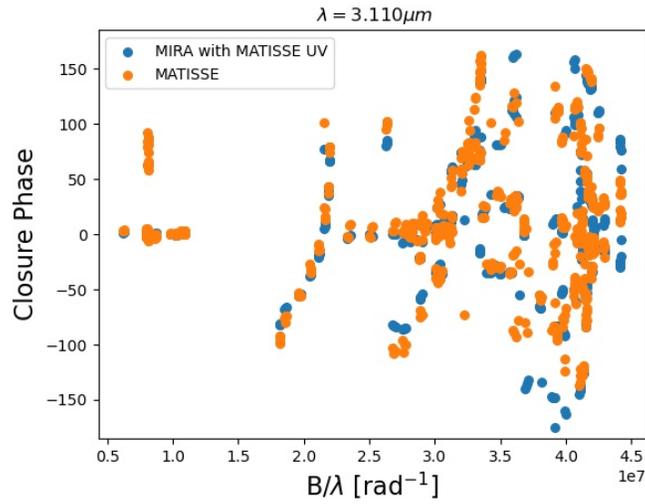


Fig. A.2: Comparison between the closure phase from the MIRA image reconstruction using the MATISSE (u,v)-plane coverage (blue dots) and the closure phase from MATISSE (orange dots).

Appendix A.6: Images convolved by the interferometer beam

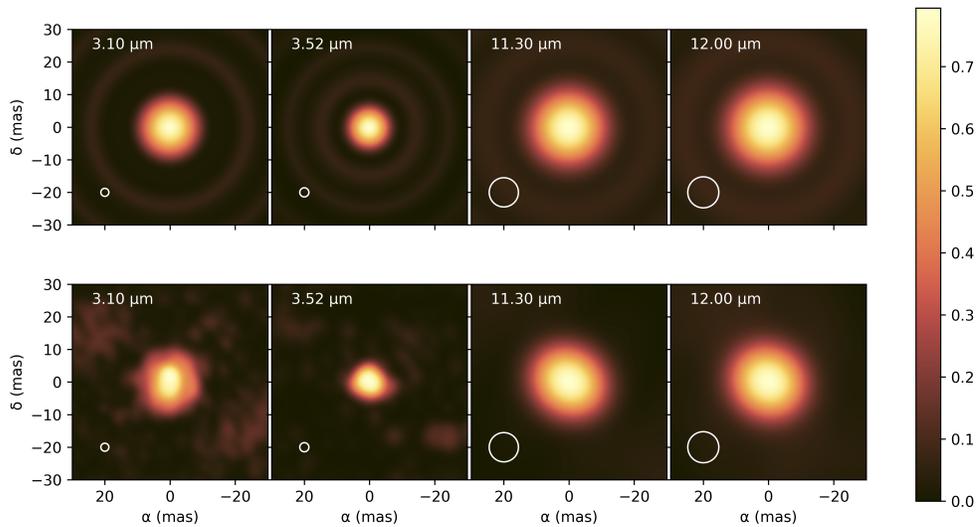


Fig. A.3: Reconstructed Hankel distribution from radial profiles (upper panels) and MIRA images (lower panels) convolved by a Gaussian beam of FWHM the angular resolution of the interferometer.

Appendix A.7: Contour plots

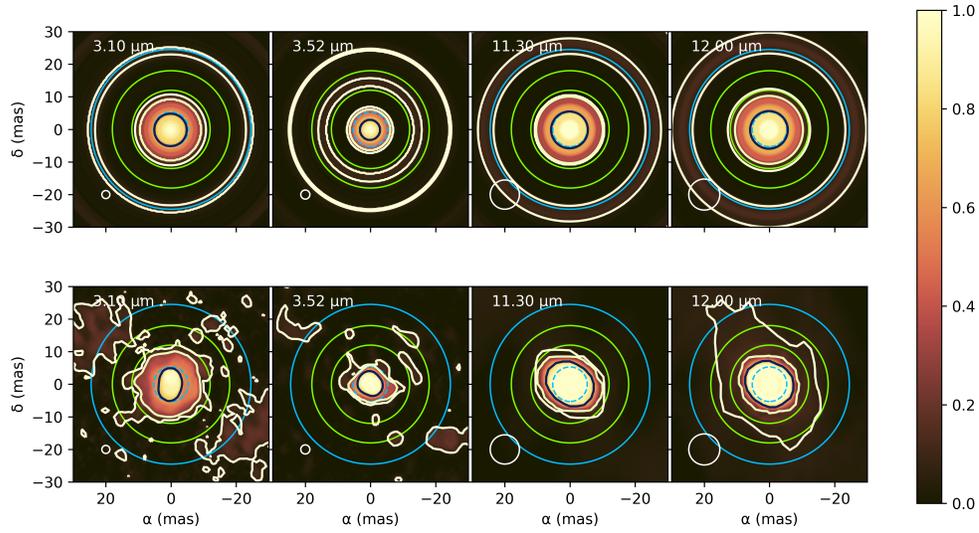


Fig. A.4: Reconstructed Hankel distribution from radial profiles (upper panels) and MIRA images (lower panels) with contours plot in white at 50%, 5%, and 0.5% of the peak intensity level of the images.

Appendix B: Hankel Profile Reconstructor (RHAPSODY)

Here, we describe the method used to reconstruct Hankel profiles in the current work with our Hankel Profile Reconstructor, named RHAPSODY, which stands for: Reconstructing Hankel rAdial Profiles in centro-Symmetric Objects with Discrete rings for astrophYsics.

Instead of forcing the routine to describe a given component (e.g., the dust envelope) with a particular geometrical model (e.g., a Gaussian disk), we use a large number of concentric uniform narrow rings (of width given by the angular resolution of the instrument) to reproduce the radial profile of the stellar environment. With this method, thick rings are reproduced by contiguous narrow rings. This Hankel profile is built thanks to a set of N_{step} concentric circular rings with diameters $\theta_k = k\theta_0$, where $\theta_0 = 0.5\lambda/B$ is selected as a fraction of the angular resolution of the interferometer. Within that assumption, we can write the normalized monochromatic radial profile as:

$$I_{\text{Hankel}}(\lambda) = \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda) \frac{\Pi(\theta_{k+1}) - \Pi(\theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2}, \quad (\text{B.1})$$

where $\Pi(\theta)$ is the rectangular function of width θ . For physical reasons, the height in intensity h_k of each step fulfils the condition $0 \leq h_k \leq h_0$ whatever the wavelength.

Thus, the final expression of the global visibility is:

$$V_{\text{Hankel}}(q, \lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} a_k(\lambda) \frac{\theta_{k+1}^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_{k+1}) - \theta_k^2 V_{\text{UD}}(q; \theta_k)}{\theta_{k+1}^2 - \theta_k^2}, \quad (\text{B.2})$$

where the visibility coefficients a_k estimated by our reconstruction method are:

$$a_k(\lambda) = \frac{h_k(\lambda)}{\sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} h_k(\lambda)}. \quad (\text{B.3})$$

Adjusting V_{Hankel} to the measured visibilities V_{obs} (with their uncertainties σ_{obs}) is then a matter of minimizing the distance between both through the χ^2 minimization, varying the a_k coefficients.

However, trying to adjust the visibility deduced from a lot of regular intensity steps using a bare final χ^2 value usually gives poor results, because the number of parameters a_k to fit outperforms rapidly the number of available data, in a similar way as in an image reconstruction problem. This is where the Bayesian method comes into the play by adding to the simple χ^2 an a priori bit of information. This additional information to the problem-solving is called a regularization term, f_{prior} , calculated on the variable parameters themselves. Such a regularization term must be designed so as to maximize the probability that the reconstructed profile resembles the actual one. For more details on how to deal with heavy inverse problems in a Bayesian framework, we refer to the excellent introduction to image reconstruction for optical interferometry Thiebaut & Giovannelli (2010).

Adjusting the Hankel profile to the visibility data is then a matter of adding the χ^2 and the regularization term f_{prior} multiplied with a so-called hyperparameter μ , which is arbitrarily set:

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = \chi^2(\lambda) + \mu f_{\text{prior}}(\lambda). \quad (\text{B.4})$$

In our case, we tested two different regularization terms for f_{prior} : (1) a smoothness term, $f_{\text{prior}} = f_{\text{smooth}}$, or (2) a total variation term, $f_{\text{prior}} = f_{\text{var}}$. On the one hand, f_{smooth} , described by the intensity difference between adjacent rings, is given by:

$$f_{\text{smooth}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \sqrt{[h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda)]^2}. \quad (\text{B.5})$$

We note that f_{smooth} will tend to minimize the variations between consecutive radii, resulting into a smooth radial profile. On the other hand, f_{var} is defined as:

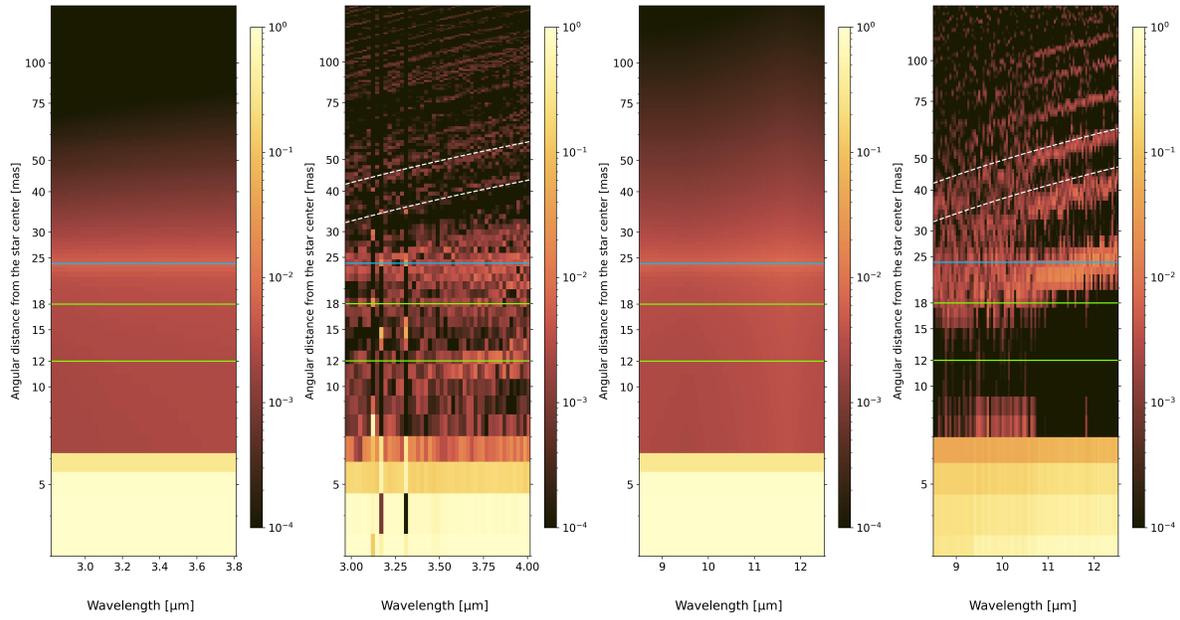
$$f_{\text{var}}(\lambda) = \sum_{k=0}^{N_{\text{step}}-1} \left[\frac{h_{k+1}(\lambda) - h_k(\lambda)}{\theta_{k+1} - \theta_k} \right]^2, \quad (\text{B.6})$$

and will tend to reconstruct uniform intensities with sharp edges. Solving the problem (i.e., finding the right radial profile) consists therefore of minimizing the term in Eq. B.4, by varying the parameters a_k using standard Coby1a minimization routines from the Lmfit⁷ library, found in Python.

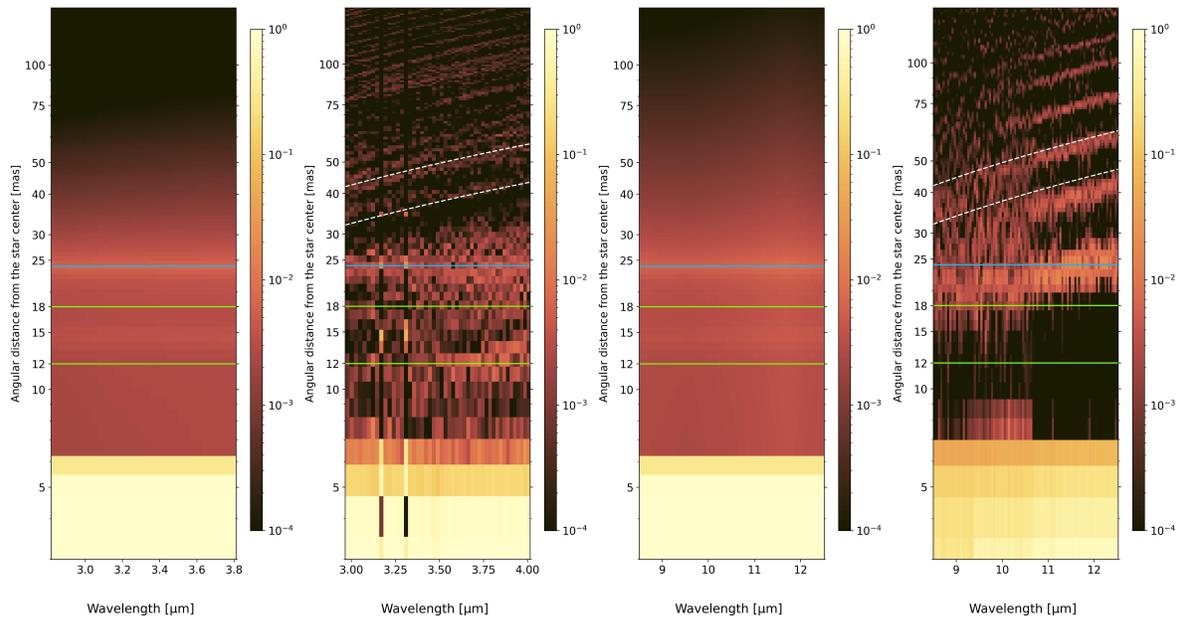
Appendix C: RHAPSODY dynamic range and detection limit

In this section, we describe how we tested the robustness of the RHAPSODY code by determining its intrinsic dynamic range. To achieve such estimation, we built a toy model mimicking R Scl environment. Such model is composed of: DUSTY and a gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the central source starting from 1/1000 and reaching up to 1/10 (Fig C.1). Using ASPRO2, we generated VLT/MATISSE visibilities, added error noise to the data, and used the same (u,v)-plane coverage as the one of our R Scl observations (see Fig A.1) for each of our different models and for both *LM*- and *N*-bands. The initial guess intensity profiles used by RHAPSODY for all the simulations in both bands are similar to the one used in this paper (i.e., Gaussian profile with a *FWHM* = 7 mas). The value of the hyperparameter used is $\mu = 1$. Figure. C.1 shows the spectra of the intensity profile reconstruction produced by RHAPSODY. We can notice that the lower limit of the dynamic range in *L*-band is about 1/200 (0.5%). In *N*-band, the code does not reconstruct (or does so very marginally) the inner Gaussian structure added at 15 mas, whatever its intensity. We suspect this non-detection in the *N*-band is due to an unfortunate combination of instrumental angular resolution and dynamical range.

⁷ made freely available at <https://github.com/lmfit/lmfit-py/>

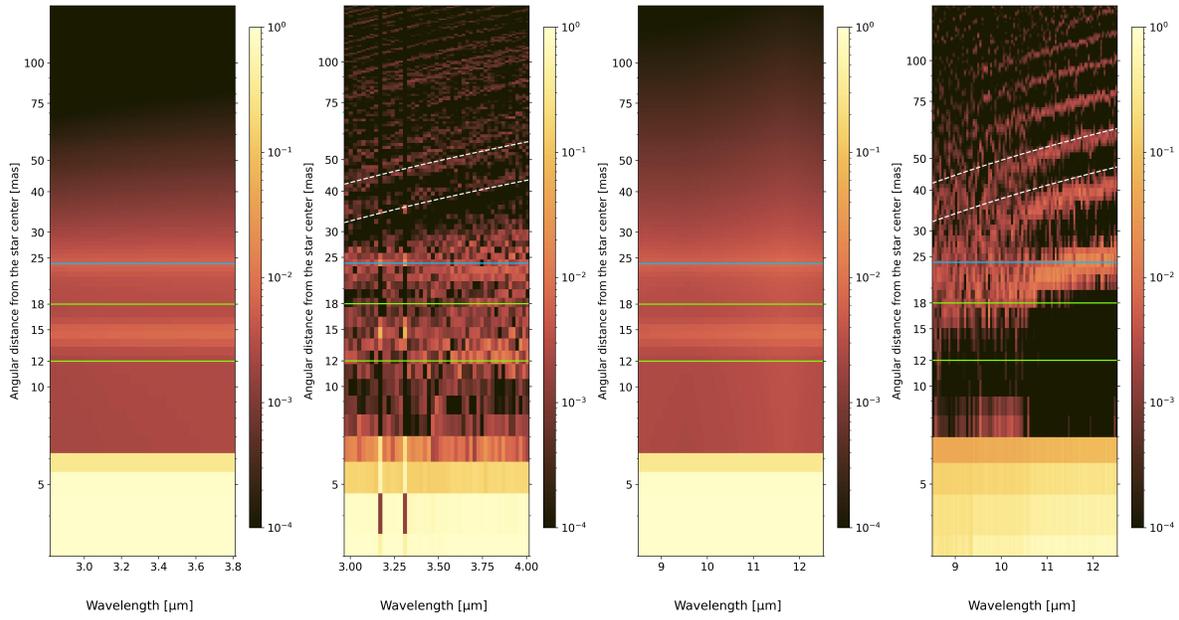


(a) Without the gaussian layer at 15 mas

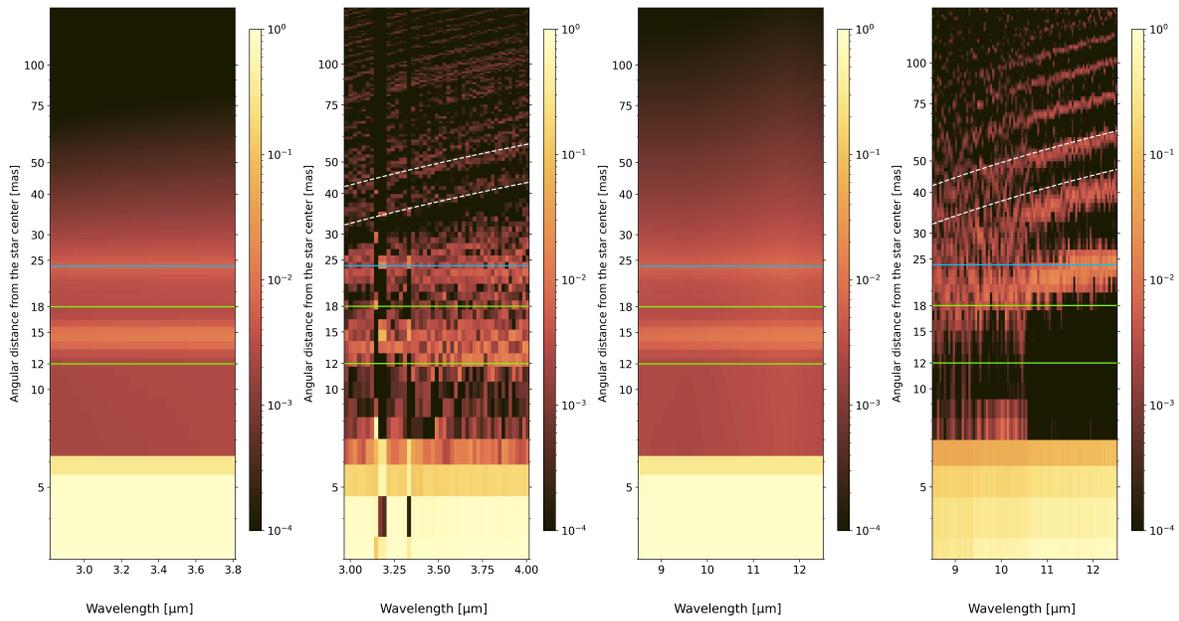


(b) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/1000

Fig. C.1: continued.

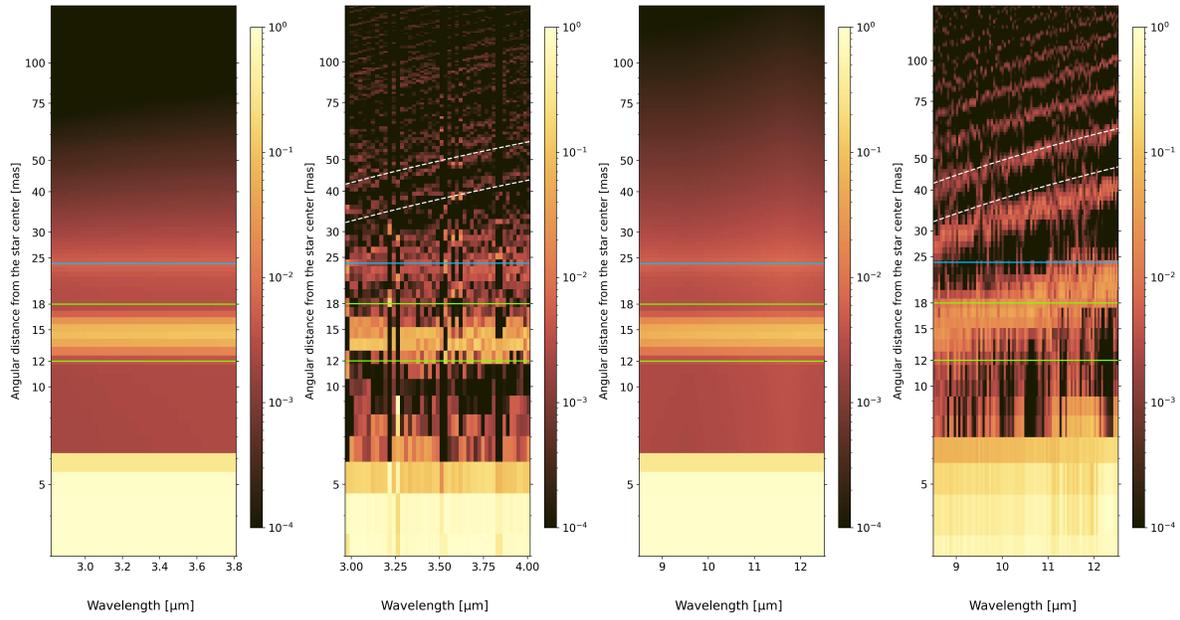


(c) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/200



(d) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/100

Fig. C.1: continued.



(e) Additional gaussian layer at 15 mas with an intensity ratio with respect to the star of 1/10

Fig. C.1: Modeled intensity spectra from DUSTY panels 1 and 3 and its associated RHAPSODY intensity profiles reconstruction spectra 2 and 4 in the *L*-Band and *N*-band, respectively (from left to right). A gaussian layer has been also added at 15 mas with an intensity ratio compared to the star of 1/1000, 1/200, 1/100, 1/50, 1/20, and 1/10.

Bételgeuse : La poussière contre-attaque ?

Sommaire

3.1	Introduction à Bételgeuse	119
3.2	Le Grand Assombrissement (Great Dimming)	119
3.3	Observations de Bételgeuse avec MATISSE	123
3.3.1	Étalonnage des spectres MATISSE	124
3.3.2	Comparaison des spectres sur les 3 périodes	126
3.4	Ajustement de disques uniformes	126
3.5	Reconstruction d'image de Bételgeuse avec IRBIS	129
3.5.1	Estimation de la profondeur optique du milieu observé	133
3.6	Conclusions et perspectives	134

3.1 Introduction à Bételgeuse

Après avoir étudié R Scl, une étoile évoluée AGB carbonée de faible masse, je me suis consacré à l'analyse d'une supergéante rouge (RSG) massive et oxygénée. Ce type d'étoile participe également à l'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds par le mécanisme de perte de masse (à l'origine d'environ 1% de la poussière totale dans notre galaxie (Tielens et al., 2005)). Dans le cadre de ma thèse, je souhaitais me familiariser avec différents type d'étoiles. C'est pourquoi je me suis tourné vers l'étude de l'étoile évoluée la plus résolue angulairement : Bételgeuse. Comme dans le chapitre précédent, j'ai regroupé les informations principales sur l'étoile dans le tableau 3.1.

Entre novembre 2019 et mai 2020, les astronomes observent une baisse importante de la brillance de Bételgeuse dans le visible remarquable même à l'œil nu, l'événement faisant alors la une des journaux. Compte tenu de l'importance de cet événement unique appelé Great Dimming Event (GDE), mon travail ne s'est pas réduit uniquement à contraindre le mécanisme de perte de masse de l'étoile, mais également à comprendre l'origine du GDE. 3 ans après, il n'existe toujours pas de consensus sur l'origine du GDE. Deux hypothèses sont mises en avant pour en expliquer l'origine : (i) la poussière circumstellaire, (ii) les cellules convectives à la surface de l'étoile. La résolution angulaire et la sensibilité atteinte avec l'instrument MATISSE en font un outil idéal pour comprendre ce qu'il s'est passé. Des observations MATISSE ont été faites avant (déc. 2018), pendant (janv. 2020) et après (déc. 2020) le GDE ce qui m'a permis d'effectuer un suivi temporel de l'environnement circumstellaire de Bételgeuse durant ces trois périodes.

TABLE 3.1 – Synthèse des paramètres astrophysiques principaux de Bételgeuse provenant de la littérature.

Caractéristique	Valeur	Référence
Distance	168^{+28}_{-15} pc	Joyce et al. (2020)
Masse	16.5–19.0 M_{\odot}	Joyce et al. (2020)
Température	3650 ± 25 K	Levesque et al. (2005)
$\log(L/L_{\odot})$	$0.9-5.1 \times 10^5$	Smith et al. (2009)
Type spectral	M2Iab	Levesque et al. (2005)
Rapport C/O	0.95	Lambert et al. (1984)
Pulsation	Variable semi-régulière	Samus et al. (2009)
Périodes de variabilité	≈ 400 jours et ≈ 5.6 ans	Joyce et al. (2020), Kiss et al. (2006)
Perte de masse	$1.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	Le Bertre et al. (2012)

3.2 Le Grand Assombrissement (Great Dimming)

Le but de mon travail est donc de comprendre pourquoi Bételgeuse a connu cette baisse de brillance dans le visible. Pour commencer l'étude et quantifier la baisse de brillance, j'ai construit une courbe de lumière en utilisant les mesures photométriques de la base de données AAVSO (cf. figure 3.1). La courbe de lumière permet de quantifier et comparer la variabilité de l'étoile avant et pendant le GDE. Sur les 10 dernières périodes de variabilité avant le GDE (de fév. 2010 à mars 2020), Bételgeuse possède une amplitude médiane de sa magnitude de $\delta m \sim 0.4$. Pendant le GDE sa perte de magnitude est trois fois plus importante. Nous remarquons également que toutes les observations MATISSE ont été faites pendant une phase de pulsation proche des minimums locaux de la courbe de lumière. Cela assure que

les observations pourront être comparées entre elles.

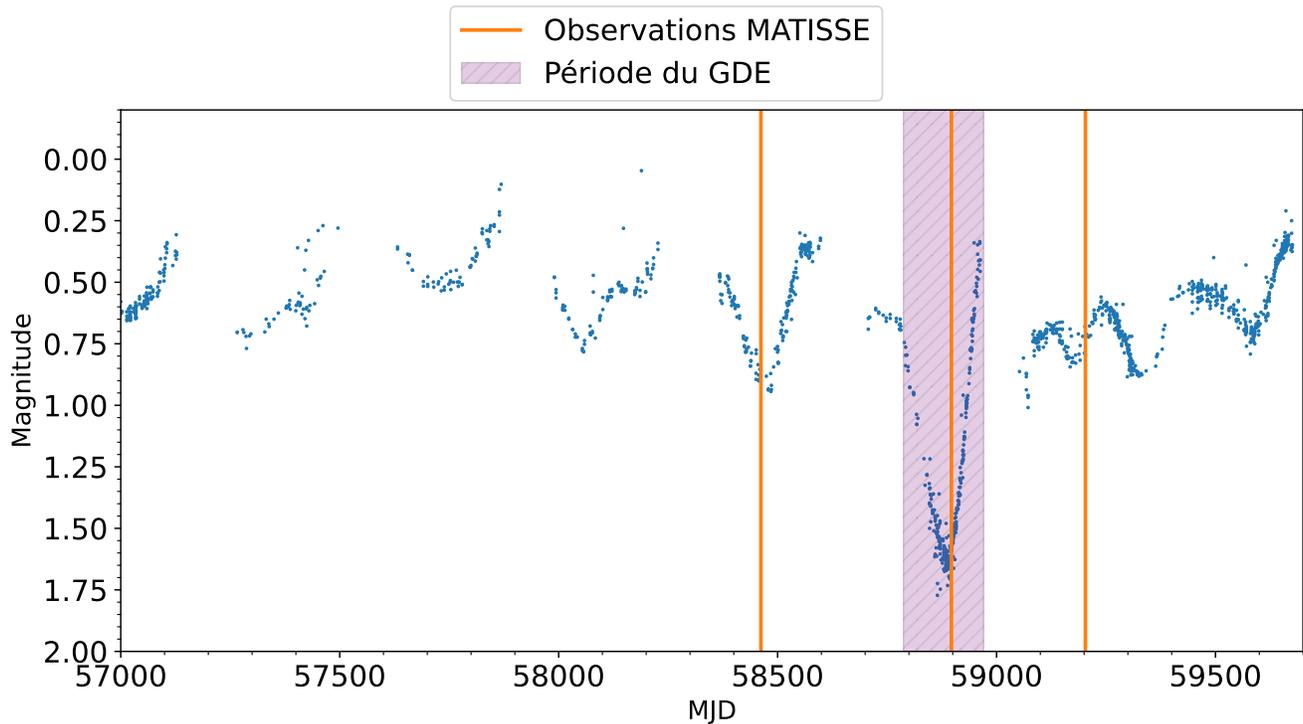


FIGURE 3.1 – Courbe de lumière de Bételgeuse avec en orange les observations MATISSE correspondant respectivement aux observations de décembre 2018, février 2020 et décembre 2020 et en violet hachuré la période délimitant l'événement du GDE de novembre 2019 à mai 2020.

Avant d'analyser les observations MATISSE je présente l'état de l'art sur le GDE.

Lors de l'observation du GDE, personne ne connaissait la cause de cette diminution de brillance car il n'y avait aucun précédent d'un tel événement. De ce fait, diverses hypothèses ont alors été avancées :

1. Le GDE est le résultat d'une confluence entre les deux périodes de variabilité (celles de 400 jours et 5.6 ans) de l'étoile se retrouvant en phase au cours d'un minimum et provoquant une hausse plus importante de la magnitude de l'étoile ;
2. le GDE est le résultat d'un changement à la surface de Bételgeuse lié à des changements à la surface de l'étoile engendrant une baisse locale de sa température effective ;
3. le GDE est le résultat d'une éjection importante de matière dans la ligne de visée conduisant à la formation d'un nuage de poussière ;
4. le GDE est le résultat d'un nuage de poussière s'interposant sur l'axe de visée ne faisant pas partie du milieu circumstellaire mais localisé dans le milieu interstellaire ;
5. le GDE est le résultat d'une baisse importante du diamètre de l'étoile provoquant une baisse de la luminosité ;
6. le GDE est le résultat de changements photosphériques importants traduisant l'évolution de Bételgeuse vers le stade de supernova.

Une des toutes premières observations du GDE a été effectuée par Levesque et Massey (2020) qui, à l'aide d'analyses spectro-photométriques sur le TiO entre 4000-6800 Å ont permis d'estimer la température effective de l'étoile en mars 2004 et février 2020. Dans cette étude, aucune différence de température significative pouvant expliquer le GDE n'a été observée. L'étude conclut alors en privilégiant l'hypothèse du nuage de poussière au détriment de processus apparaissant à la surface de l'étoile.

Une autre étude similaire effectuée en décembre 2020 par Harper et al. (2020) estime également la température effective de l'étoile en utilisant le TiO mais sur une bande spectrale située dans l'infrarouge entre 7190 et 10240 Å. Les observations montrent un gradient négatif de température entre le 21 septembre 2019 et le 15 février 2020 de $\Delta T=125$ K. Cette étude met donc en évidence une température effective plus froide pendant la période du GDE.

Les mesures des deux travaux présentés ci-dessus ne sont cependant pas incompatibles et sont expliquées par la sensibilité des bandes spectrales aux changements de température. La bande spectrale entre 4000 et 6800 Å qui n'a pas détecté de changement de températures est moins sensible aux changements de températures que la bande analysant les données entre 7190 et 10240 Å. L'étude conclut alors que la baisse de température serait induite par la présence d'une tache à la surface de l'étoile.

Cette conclusion est également avancée par des observations utilisant le Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA) (Erickson, 1998) effectuées par Harper et al. (2020) entre la période de mars 2017 et février 2020. L'étude n'a détecté aucun excès infrarouge à 25-26 μm . L'équipe réfute alors l'hypothèse du nuage de poussière.

Dans un second temps, deux travaux se basant sur des observations par polarisation analysent l'interaction des photons avec l'environnement circumstellaire de poussière de Bételgeuse avant, pendant et après le GDE.

Le premier, Cotton et al. (2020), compare le taux de polarisation de Bételgeuse entre octobre 2019, décembre 2019 et février 2020 à des longueurs d'ondes se situant entre 4150 et 4800, Å. Ils observent une chute de la polarisation en phase avec le GDE qu'ils interprètent comme une diminution du nombre de structures asymétriques à la surface de l'étoile et/ou des changements dans la distribution de la poussière dans l'environnement circumstellaire.

La deuxième étude menée par Safonov et al. (2020), regroupe 17 dates d'observation réparties entre octobre 2019 et avril 2020 et utilise une méthode polarimétrique par "speckles différentiels" observant entre 4650 et 6800 Å. Ils n'observent aucun changement de taux de polarisation durant le GDE mais observent une augmentation de ce taux à la fin du GDE. Si un nuage de poussière s'était formé et était responsable de la diminution de brillance de l'étoile, l'augmentation du taux de polarisation serait due à un déplacement dans la ligne de visée du nuage de poussière avec une diminution progressive de son opacité.

Montargès et al. (2021), à l'aide de modèles de transfert radiatif appliqués à des observations VLT/SPHERE (Beuzit et al., 2019), compare le milieu avant, pendant et après le GDE. SPHERE a observé une structure sombre sur Bételgeuse semblant se situer au sud-ouest du disque de Bételgeuse mais qui ne semble pas varier au cours des trois périodes d'observation.

D'autres observations effectuées par Dharmawardena et al. (2020) le 23 janvier, 16 février et 3 mars

2020, en utilisant le JCMT et APEX montrent une baisse du flux de 20% dans les longueurs d'onde sub-millimétriques. Ils concluent que cette perte de flux, selon les modèles de transfert radiatif, ne peut pas s'expliquer par un changement dans l'enveloppe de poussière mais s'explique par des changements au niveau de la photosphère de l'étoile. Pour pouvoir reproduire cette baisse, une diminution de 10% du rayon de l'étoile, une perte globale de 200 K en température ou bien la présence d'une cellule de convection 400 K plus froide que la température effective de l'étoile et englobant au moins la moitié de l'étoile sont nécessaires. Ces conclusions sont cohérentes avec les conclusions précédemment déduites des observations spectrales du TiO.

L'hypothèse d'un nuage de poussière dans l'environnement circumstellaire et masquant l'étoile, a été rejetée par Dupree et al. (2020) et Montargès et al. (2021). Montargès et al. (2021) ont révélé que les images SPHERE ne montrent aucun changement dans la position des structures sombres : la cellule sombre à la surface de Bételgeuse semble être toujours à la même position, durant le GDE. Cette même étude a par ailleurs relevé que le diamètre angulaire de l'étoile n'avait pas diminué suffisamment durant la période du GDE, passant de $\theta_{UD} = 42.61 \pm 0.05$ mas à $\theta_{UD} = 42.11 \pm 0.05$ mas. En effet, selon Dharmawardena et al. (2020), il aurait fallu une baisse de 10% du diamètre angulaire pour expliquer la chute de 20% du flux sub-millimétrique et une baisse du diamètre angulaire de 30% pour reproduire la baisse de brillance observée dans le visible. De ce fait ces observations rejettent également la transition de la RSG en supernova.

Dupree et al. (2020) ont également rejeté l'hypothèse d'un nuage de poussière du milieu interstellaire passant devant l'étoile en utilisant les nouvelles données de cartographie des valeurs d'extinction fournies par GAIA.

Dupree et al. (2020) ont aussi analysé l'activité en surface de Bételgeuse avec 8 observations du télescope spatial Hubble datant d'avant, pendant et après le GDE du 25 janvier 2019 au 1er avril 2020. L'augmentation du signal UV dans les raies spectrales et dans le continu ont montré la présence d'une structure chaude, dense et lumineuse à partir de septembre jusqu'à novembre 2019 dans l'hémisphère sud de Bételgeuse entre la photosphère et la chromosphère de l'étoile. L'hypothèse soutenue par les auteurs est la présence d'un flux de matière très important amené par convection à la surface de l'étoile. Ce plasma se serait alors détaché de l'étoile à cause de la faible gravité de surface et serait à l'origine de la formation d'un nuage de poussière qui se serait alors progressivement éloigné de l'étoile. Pendant sa formation l'opacité du nuage aurait augmenté créant la chute de brillance observée dans le visible en février 2020, date à laquelle l'atmosphère serait revenue à son état habituel.

Cette hypothèse d'une remontée de matière précédant le GDE est cohérent avec les conclusions de Kravchenko et al. (2021). Kravchenko et al. (2021) ont utilisé les observations faites par le spectrographe HERMES situé sur le télescope Mercator à la Palma (Raskin et al., 2011) entre novembre 2015 et septembre 2020 pour analyser par tomographie les mouvements atmosphériques à des profondeurs différentes. Ils ont observé deux chocs au niveau de la partie inférieure de la photosphère. Un premier, le plus important qui aurait eu lieu en février 2018 et un second en janvier 2019, le second ayant amplifié l'effet du premier. Ces chocs auraient alors créé une forte compression et expansion localisées de l'atmosphère provoquant la remontée du plasma. Une fois arrivée à la surface ce dernier aurait conduit à la formation du point chaud observé par Dupree et al. (2020).

Montargès et al. (2021) ont confronté les deux hypothèses : un refroidissement local de la photosphère et un nuage de poussière dans la ligne de visée.

Concernant le refroidissement local de la photosphère, ils montrent à l'aide de modèles d'atmosphères stellaires composites que les images SPHERE sont reproduites par une décroissance locale de la température de surface : 3700 ± 50 K à 3400 ± 50 K en décembre 2019 et janvier 2020 jusqu'à 3200 ± 50 K en mars 2020. Cette décroissance locale de température serait induite par une cellule convective froide couvrant respectivement 62%, 79% et 43% de la surface de l'étoile.

A l'aide du code de transfert radiatif RADMC3D, Montargès et al. (2021) démontrent également que :

- Les images SPHERE sont cohérentes avec la présence d'un nuage moléculaire dans la ligne de visée ;
- Le nuage de gaz, couplé avec une décroissance locale de la température en surface, peut atteindre des températures permettant la formation de poussières.

Le nuage de poussière opaque peut alors bloquer une partie de la lumière incidente provenant de l'étoile provoquant le GDE.

Cannon et al. (2023) ont effectué une étude similaire en utilisant les données MATISSE en bande N lors du GDE en février 2020 et parviennent aux mêmes conclusions en trouvant que les deux modèles : grosse cellule de convection froide, nuage de poussière, ou une combinaison des deux, sont également possibles.

L'hypothèse de la supernova, a été rejetée en premier. Une supernova explosant au sein de notre galaxie peut générer plusieurs milliers de neutrinos détectables en seulement quelques secondes (Abi et al., 2021). Les neutrinos ont la particularité de très peu interagir avec la matière. Ainsi, si Bételgeuse évolue en supernova, nous devrions observer un excès d'émission de neutrinos préliminairement à son explosion en supernova. Ce n'est pour l'instant pas le cas selon Hensley (2018).

Le GDE pourrait être une combinaison des hypothèses dénotés 1,2 et 3 en début de section. Deux chocs successifs auraient eu lieu en février 2018 et janvier 2019 entraînant une remontée progressive de la matière à la surface entre octobre 2019 et février 2020. La cellule résultante aurait atteint la surface et formé un point chaud entre septembre et novembre 2019. Le plasma aurait ensuite été éjecté en direction de la chromosphère de l'étoile laissant alors un déficit de matière provoquant un refroidissement local de la photosphère. Amplifié par le fait que les deux périodes de variabilités de Bételgeuse se retrouvent en phase dans un minimum, l'environnement du nuage de gaz aurait atteint des températures permettant la formation de poussières. L'ensemble de ces phénomènes aurait donc conduit à la formation du GDE (cf. figure 3.2).

Cet événement étant observé pour la première fois de son histoire, il est actuellement difficile d'estimer à quelle fréquence et avec quelle probabilité ce phénomène peut se reproduire. C'est pourquoi il est important d'analyser toutes les données disponibles sur cet événement afin de mieux comprendre les processus et les phénomènes physiques qui en sont à l'origine.

3.3 Observations de Bételgeuse avec MATISSE

Les observations MATISSE sont essentielles à la compréhension du GDE et permettent le suivi de l'évolution de l'environnement circumstellaire à haute résolution spatiale. Compte tenu des interrogations qui subsistent à la suite des études précédentes, je me suis concentré sur les observations en bande L entre 3.85 et $4.15 \mu\text{m}$ mettant en évidence un des précurseurs essentiel à la formation de la poussière : le

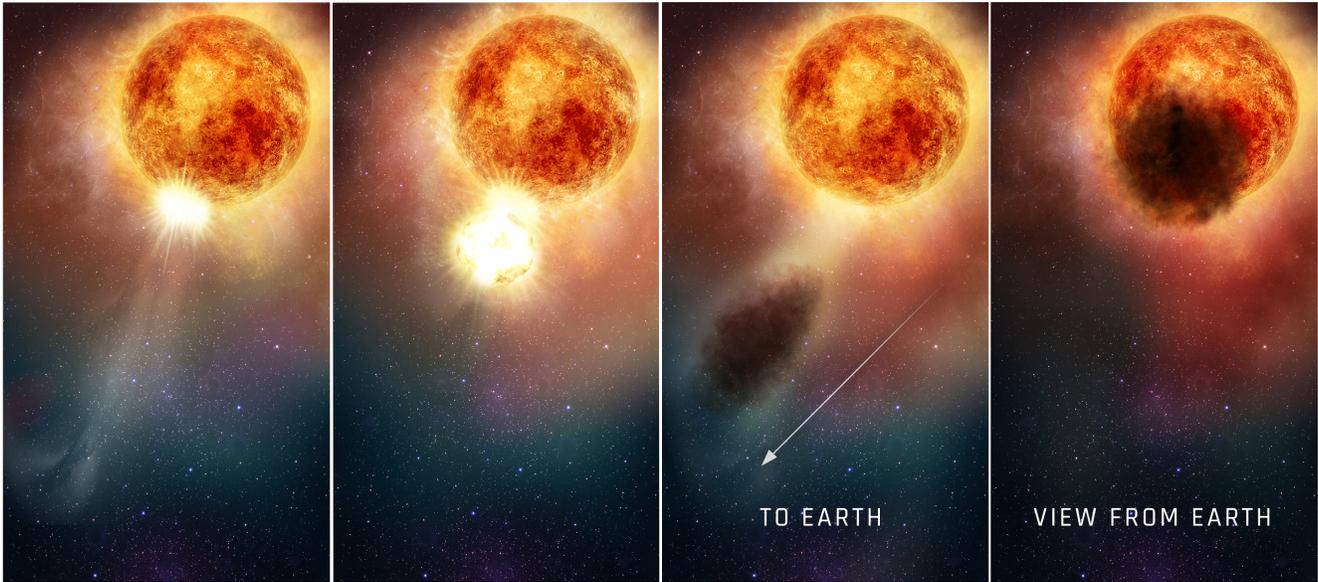


FIGURE 3.2 – Vue d’artiste du GDE. De gauche à droite : janvier-mars 2019 remontée progressive de la matière à la surface, septembre-novembre 2019 éjection de la boule de plasma, janvier-février 2020 : formation du nuage de poussière, vue depuis la Terre avec l’observation de la baisse brillance de Bételgeuse induite par le nuage de poussière opaque situé dans la ligne de visée. Crédit : NASA, ESA, and E. Wheatley (STScI).

monoxyde de silicium SiO . En suivant l’évolution de cet élément et les possibles changements dans sa distribution spatiale, le but est d’identifier les zones de formation de poussière et apporter des informations supplémentaires quant aux processus ayant conduit au GDE.

3.3.1 Étalonnage des spectres MATISSE

J’ai étalonné les spectres MATISSE en utilisant le programme créé par Alexis Matter et Jozsef Varga fourni dans le pipeline MATISSE dénommé `mat_tools`¹ (Millour et al., 2016) complété par des scripts Python que j’ai codés permettant d’avoir un unique spectre pour chaque session d’observation. Ce programme utilise des modèles synthétiques d’atmosphère stellaire générés par PHOENIX (Husser et al., 2013) pour effectuer la calibration. Pour éliminer les effets instrumentaux et atmosphériques, nous observons un objet dont nous connaissons les caractéristiques principales, dans les mêmes conditions d’observations que l’objet de science : c’est le calibrateur. L’information du calibrateur étant connue, cela nous permet d’isoler les informations liés à l’absorption de l’atmosphère et aux effets instrumentaux afin de les soustraire aux informations de l’objet de science et de fournir un spectre de science calibré. Afin de déterminer le meilleur spectre pour un calibrateur donné, il ajuste des modèles PHOENIX sur des observations photométriques en prenant comme paramètre libre : 1) la température effective T_{eff} , 2) la gravité de surface $\log(g)$, 3) la métallicité $[Fe/H]$, 4) l’extinction A_V et 5) la photométrie. Le processus de minimisation est décomposé en plusieurs étapes :

1. Le programme utilise dans un premier temps le catalogue MDFC (Cruzalebes et al., 2019) pour extraire les informations sur le type spectral et le diamètre angulaire de l’étoile. L’extinction est

1. `mat_tools` v.0.1 freely available on Gitlab <https://gitlab.oca.eu/MATISSE/tools/-/tree/master>

extraite des données GAIA. Les données photométriques (de la bande U à la bande N) sont extraites principalement des bases de données SIMBAD, 2MASS et MDFC.

2. Une estimation de $\log(g)$ et T_{eff} à l'aide du type spectral de l'étoile et de sa classe de luminosité est ensuite faite. Cette estimation permet de restreindre le nombre de modèles PHOENIX à utiliser pour effectuer l'ajustement sur les données photométriques.
3. Les modèles retenus sont ensuite mis à la résolution spectrale des observations MATISSE.
4. L'ajustement entre les points photométriques et la grille de modèle PHOENIX est ensuite effectué en utilisant la méthode décrite dans Robitaille et al. (2006) utilisant l'équation suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\langle \log_{10} F_v(\lambda_i) \rangle - \log_{10} M_v(\lambda_i)}{\sigma(\langle \log_{10} F_v(\lambda_i) \rangle)} \right)^2, \quad (3.1)$$

avec $F_v(\lambda_i)$ correspondant au flux mesuré (avec l'erreur σ) à la longueur d'onde λ_i , $M_v(\lambda_i)$ le flux modélisé par le spectre synthétique.

5. Le meilleur modèle associé à l'étoile de calibration est ensuite utilisé pour étalonner le spectre de l'objet de science, contaminé par les absorptions atmosphériques et les effets instrumentaux afin de fournir le spectre de science calibré F_{SCI} :

$$F_{SCI} = \frac{F_{SCI,RAW}}{F_{CAL,RAW}} \times F_{CAL,MODEL} \quad (3.2)$$

avec $F_{CAL,RAW}$ le flux observé du calibrateur, $F_{CAL,MODEL}$ le spectre modélisé du calibrateur et $F_{SCI,RAW}$ le flux observé de l'objet de science avant étalonnage.

6. Chaque objet de science est ensuite étalonné avec le fichier du calibrateur le plus proche dans le temps. A la fin de la calibration il y a autant de fichiers calibrés que d'observations de l'objet de science. A savoir un spectre calibré par télescope et par observation. Une fois l'étalonnage spectral terminé, j'utilise mes programmes Python permettant de fournir un unique spectre pour chaque période d'observation.
7. Un spectre total final va être estimé pour chaque télescope t en calculant la moyenne pondérée du flux par son erreur $\sigma_{l,i,t}$ sur l'ensemble des fichiers l à chaque longueur d'onde i donnée :

$$W_{l,i,t} = \frac{1}{\sigma_{l,i,t}^2} \quad (3.3)$$

$$F_{tot,i,t} = \frac{\sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t} * F_{l,i,t}}{\sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t}} \quad (3.4)$$

$$\sigma_{tot,i,t}^2 = \frac{\sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t}^2}{\left(\sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t}\right)^2 - \sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t}^2} \times \frac{\sum_{l=0}^{N-1} (W_{l,i,t} (F_{l,i,t} - F_{tot,i,t}))^2}{\sum_{l=0}^{N-1} W_{l,i,t}} \quad (3.5)$$

avec $F_{tot,k,t}$ le flux résultant de la moyenne pondérée à la longueur d'onde i et pour un télescope donné t et $\sigma_{tot,i,t}$ l'erreur associée.

8. Les 4 spectres estimés correspondant aux 4 télescopes utilisés sont ensuite moyennés entre eux pour obtenir un seul et unique spectre.

Dans le cadre du travail sur Bételgeuse, nous avons 3 époques différentes d'observation donc 3 spectres différents à comparer que je présente dans la partie suivante.

3.3.2 Comparaison des spectres sur les 3 périodes

Les 3 spectres associés aux 3 époques : décembre 2018, février 2020 et décembre 2020 sont représentés dans la figure 3.3 ci-dessous. A l'aide de l'ouvrage de Hinkle et al. (1995) et de l'aide de Josef Hron, j'ai identifié la nature des signatures spectrales remarquables dans le domaine spectral étudié.

J'ai identifié 4 bandes spectrales en absorption présentes dans le spectre donné par MATISSE :

1. 4.004–4.012 μm correspondant au SiO (2–0), (2–0) représentant la transition électronique spécifique du SiO à l'origine de la signature spectrale ;
2. 4.042–4.053 μm correspondant au SiO (2–0) et au SiO (3–0) ;
3. 4.085–4.095 μm lié au Si et au SiO (4–2) ;
4. 4.125–4.137 μm représentant la signature spectrale en absorption du SiO (4–2).

J'ai également identifié deux domaines spectraux entre 3.942 et 3.974 μm et entre 3.992 et 3.998 μm possédant très peu de signatures moléculaire que j'identifie dans la suite de ce chapitre comme "pseudo-continu". Analysons maintenant la figure 3.3.

Nous pouvons remarquer une différence entre les trois spectres représentant les données avant le GDE en décembre 2018 (trait bleu), durant le GDE en février 2020 (trait orange) et après, en décembre 2020 (trait vert). Nous observons dans le pseudo-continu et dans les bandes d'absorption du SiO une augmentation notable du flux infrarouge pendant le GDE. Cette augmentation décroît progressivement en décembre 2020 avec un flux supérieur aux observations de décembre 2018. Cette signature peut révéler la formation récente de poussières dans l'environnement de Bételgeuse pendant la période de février 2020. Après avoir mis en évidence les différences spectrales entre les différentes époques, je décide également d'analyser la géométrie de Bételgeuse en étudiant la variation temporelle du diamètre angulaire dans la bande spectrale étudiée.

3.4 Ajustement de disques uniformes

Afin de comparer les diamètres angulaires de Bételgeuse en bande LM sur les trois périodes, j'ai ajusté un modèle de disque uniforme sur les visibilités MATISSE pour chaque longueur d'onde. Les résultats sont synthétisés dans la figure 3.4.

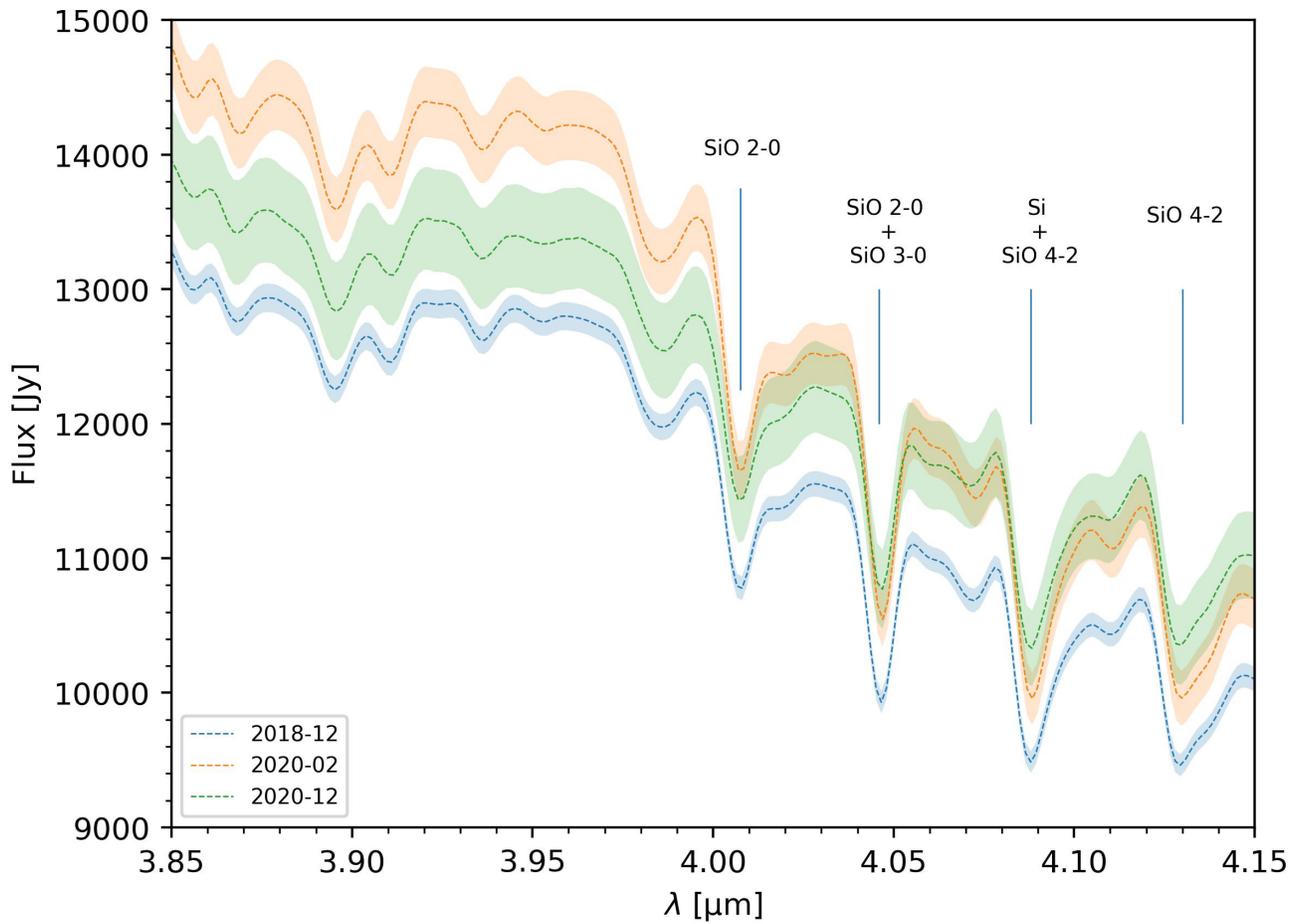


FIGURE 3.3 – Spectres calibrés de Bételgeuse observés par MATISSE durant les 3 époques : décembre 2018 (en bleu), février 2020 (en orange) et décembre 2020 (en vert). Les zones autour de chaque courbe spectrale représentent les barres d’erreur associées aux observations MATISSE.

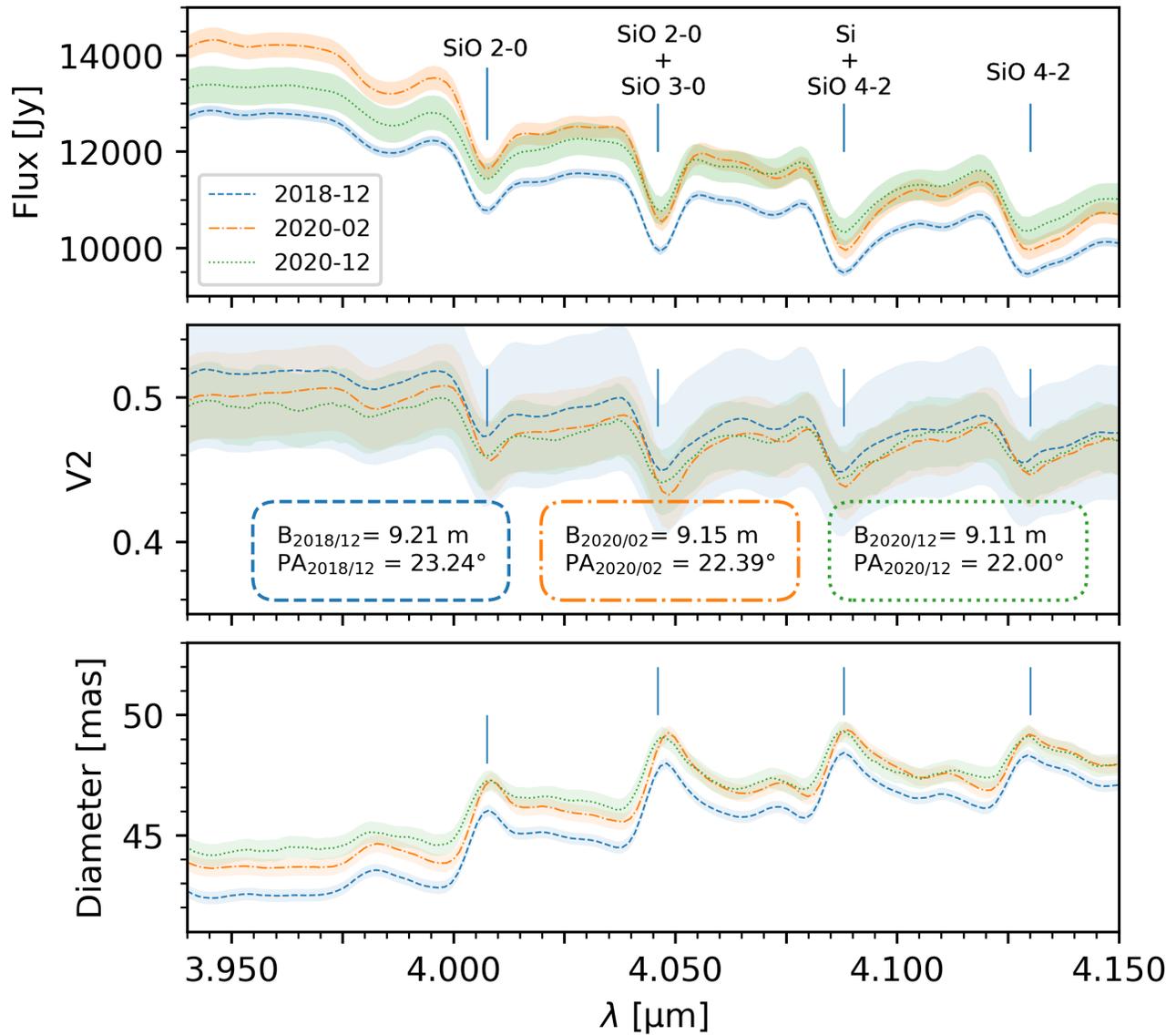


FIGURE 3.4 – Haut : spectres MATISSE calibrés pour les 3 époques de décembre 2018 (bleu), février 2020 (orange), décembre 2020 (vert). Centre : visibilités carrées pour les 3 périodes pour des courtes lignes de base avec des angles de positions proches. Bas : diamètres angulaires équivalent des disques uniformes ajustés à chaque longueur d’onde pour les 3 époques.

Dans la figure 3.4, nous observons une baisse des visibilitées aux mêmes longueurs d’onde que les signatures spectrales. Pour pouvoir comparer directement les visibilitées aux différentes époques, j’ai pris :

- **des angles de positions proches (à 4% près)**. Les angles de positions définissent l’orientation des lignes de base et donc l’angle sous lequel l’objet est observée par l’interféromètre. Si je désire effectuer une comparaison des trois époques, je dois m’assurer que l’instrument observe l’objet dans les mêmes conditions ;
- **des courtes bases**. Les courtes bases fournissent l’information sur les structures à grande échelle spatiale et en particulier sur le diamètre angulaire de la source centrale. Afin d’estimer ce diamètre via un modèle de disque uniforme, j’ai conservé uniquement les basses fréquences spatiales correspondant au premier lobe de la fonction de visibilité. A plus hautes fréquences spatiales, les effets d’assombrissement et la présence dans le champ de structures possédant un diamètre angulaire plus petit rendent l’ajustement d’un disque uniforme problématique. Pour Bételgeuse j’ai effectué l’ajustement en gardant toutes les fréquences spatiales en dessous de $q=3\times 10^6\text{rad}^{-1}$.

Le résultat de l’ajustement des modèles de disque uniforme sur les visibilitées pour chaque longueur d’onde est regroupé dans le panneau inférieur de la figure 3.4. Nous pouvons observer :

- une augmentation du diamètre angulaire du modèle de disque uniforme dans les signatures spectrales du SiO ;
- entre décembre 2018 et février 2020, une augmentation de 3 à 4% du diamètre angulaire du disque uniforme ajusté pour toutes les longueurs d’onde.

L’augmentation du diamètre angulaire de l’étoile peut avoir deux causes : (i) une augmentation du diamètre de la photosphère de l’étoile ou (ii) une augmentation de l’opacité des couches atmosphériques proches de l’étoile. Une analyse à base de modèles géométriques simples ne suffit pas à privilégier une hypothèse plutôt qu’une autre. Pour aller plus loin dans l’analyse, j’ai utilisé la reconstruction d’image.

3.5 Reconstruction d’image de Bételgeuse avec IRBIS

IRBIS² (Hofmann et al., 2016) est un logiciel de reconstruction d’image fourni par le consortium MATISSE en libre accès. IRBIS est plus avancé que MiRA (Thiébaud, 2008) car il utilise deux algorithmes supplémentaires : (i) une exploration des paramètres de reconstruction afin de déterminer la meilleure reconstruction d’image possible et (ii) une pondération du plan (u,v) dans l’ajustement. IRBIS possède également un masque d’ouverture : l’utilisateur limite initialement la reconstruction en définissant un masque circulaire dans le plan image. Ce masque limite la formation d’artefacts dans l’image finale en contraignant la reconstruction des structures à se former dans la partie non masquée. La dimension du masque évolue alors itération par itération pour finalement couvrir le champ total choisi par l’utilisateur. J’ai initialisé la taille du masque comme étant équivalent au diamètre angulaire de l’étoile (43 mas) en agrandissant à chaque itération la taille du masque par une taille angulaire équivalent à la résolution de l’instrument (~ 4 mas), afin d’atteindre un champ de vue correspondant à 2–4 fois la taille de l’objet, comme conseillé dans la documentation.

J’ai initialisé la reconstruction d’image à l’aide de différents profils d’intensités initiaux : le disque uniforme, la gaussienne, la lorentzienne et le disque assombri. La lorentzienne $L(x)$ est définie par sa largeur à mi-hauteur $FWHM$ de la manière suivante :

2. mat_tools v.0.1 freely available on Gitlab <https://gitlab.oca.eu/MATISSE/tools/-/tree/master>

$$L(x) = \frac{2}{\pi * FWHM} \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{FWHM/2}\right)^2} \quad (3.6)$$

Après avoir effectué plusieurs reconstructions d'image différentes, le profil initial me donnant le meilleur résultat est le disque uniforme avec la régularisation par le maximum d'entropie (Skilling et Bryan, 1984) pondérée par une valeur de l'hyper-paramètre μ égal à 10. En sortie, toutes les images reconstruites par IRBIS possèdent un flux intégré égal à 1.

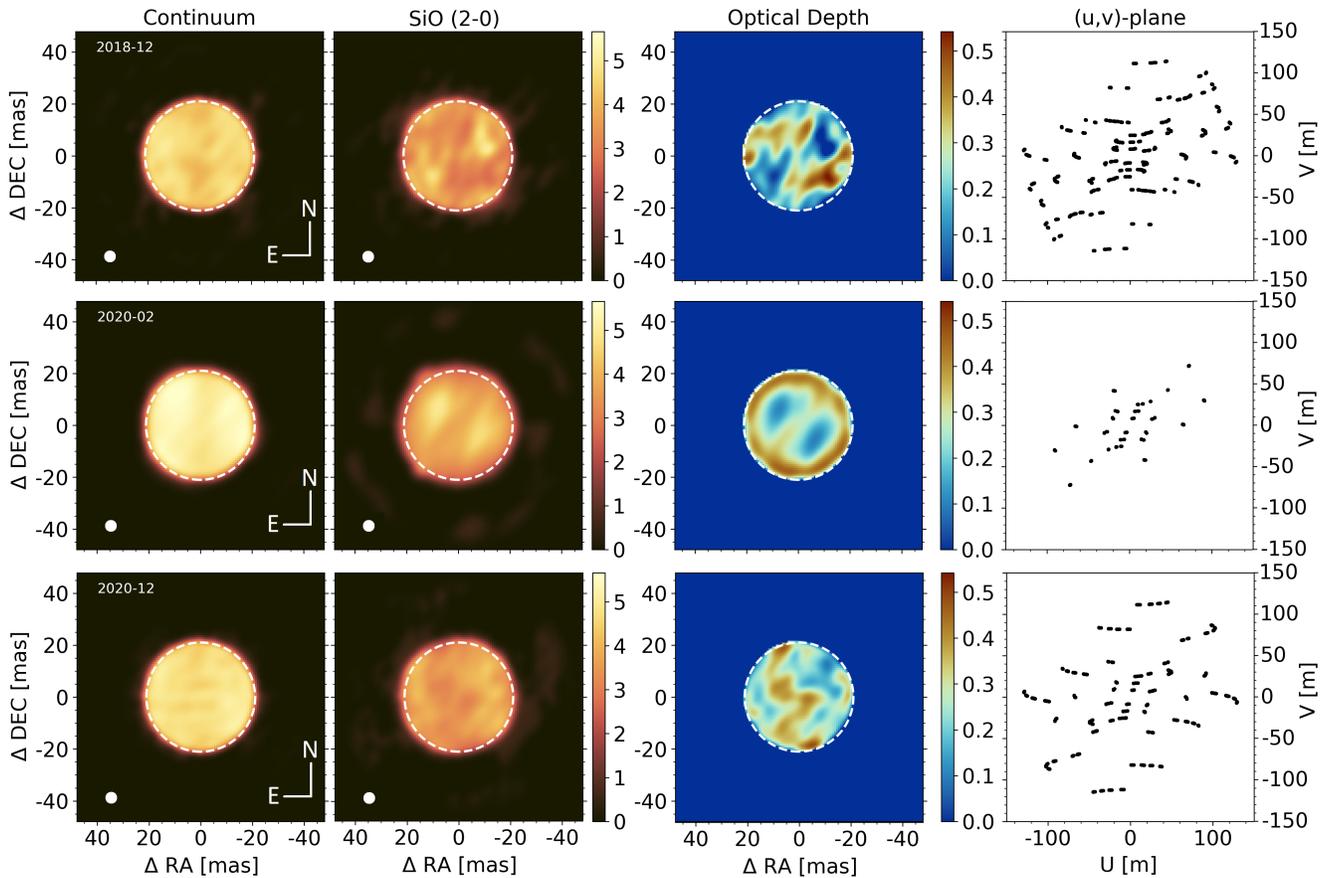


FIGURE 3.5 – De gauche à droite : 1) reconstruction d'image dans le pseudo-continuum 2) dans la bande d'absorption du SiO (2–0) (avec un carte d'intensité représenté en Jy/pix), 4) plan-(u,v) total des nuits d'observations pour la période sélectionnée. Le cercle en tiret blanc représente le diamètre angulaire à partir duquel les niveaux d'intensité se retrouvent au-dessus de 70% de la valeur de l'intensité maximale, correspondant à un diamètre de 42 mas. Le petit disque blanc situé au coin inférieur gauche de chaque image correspond à l'équivalent de la fonction d'étalement du point (Point Spread Function : PSF) interférométrique (~4 mas). De haut en bas : Reconstructions d'images de décembre 2018, février 2020 et décembre 2020.

J'ai reconstruit pour les trois périodes d'observation deux images différentes :

- une première dans le pseudo-continu en utilisant les mesures interférométriques de visibilité et de phases de clôture entre 3.942 et 3.974 μm et entre 3.992 et 3.998 μm ;

TABLE 3.2 – Quantités photométriques des reconstructions d’images. δI correspond au contraste, suivi ensuite de la valeur médiane et de sa dispersion (MAD).

Date	Bande	δI_{rms}	Médiane [Jy/pix]	MAD [Jy/pix]
2018-12	Pseudo-cont.	0.09	4.5	0.3
2020-02	Pseudo-cont.	0.12	5.1	0.4
2020-12	Pseudo-cont.	0.09	4.8	0.3
2018-12	SiO (2–0)	0.14	3.5	0.3
2020-02	SiO (2–0)	0.15	3.8	0.3
2020-12	SiO (2–0)	0.10	3.6	0.3

— une seconde dans la bande d’absorption du SiO (2–0) en utilisant les données interférométriques entre 4.004 et 4.012 μm .

Une fois les reconstructions d’images effectuées, j’ai normalisé les images par le flux du spectre calibré de MATISSE normalisé par la largeur de la bande spectrale :

$$\epsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} F_i, \quad (3.7)$$

avec N la largeur de bande et F_i , le flux en Jansky associé à la i -ème longueur d’onde. La comparaison entre les images reconstruites s’effectue alors de manière absolue. Les images résultantes sont regroupées dans la figure 3.5. Nous pouvons remarquer que les images de février 2020 montrent une baisse significative des asymétries dans la répartition spatiale du SiO comparé aux images de décembre 2018.

Afin de pouvoir quantifier ces changements, j’ai estimé pour chaque image reconstruite : le flux médian, le MAD (Median Absolute Deviation) et le contraste. J’ai estimé ces quantités à l’intérieur du cercle blanc délimité par des traits blancs représentant le diamètre angulaire à partir duquel les intensités dépassent 70% de l’intensité maximale. Cette technique permet de s’affranchir de la contamination de l’effet centre-bord induit par l’opacité de l’atmosphère de l’étoile afin de se concentrer sur les changements induits par le GDE. Le contraste de l’image, noté δI_{rms} , se calcule par la formule suivante (Tremblay et al., 2013) :

$$\delta I_{rms} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=0}^{N_p-1} (I_i - \bar{I})^2}}{\bar{I}}, \quad (3.8)$$

où N_p correspond au nombre total de pixels, I_i à l’intensité du p -ième pixel et \bar{I} à l’intensité moyenne de l’image. J’ai regroupé dans le tableau 3.2 l’ensemble des valeurs pour chacune des images présentes dans la figure 3.5.

Tout d’abord je constate un faible contraste de surface (de l’ordre de 10%) à chaque époque. De plus, nous remarquons une augmentation de 30% du contraste d’intensité entre décembre 2018 et février 2020

dans le pseudo-continu. Cette augmentation est le signe d'une granulation apparente de la surface de l'étoile plus grande lors du GDE. J'observe également pour la même période une augmentation du flux infrarouge médian par pixel de 13%. Ces observations confirment l'excès de flux infrarouge induit par de la poussière récemment formée dans l'environnement de l'étoile. Concernant le SiO, aucun changement significatif n'apparaît entre les différentes époques. Les images reconstruites sont en contradiction avec les modèles de taches sombres à la surface de Bételgeuse et de nuages de poussière en formation mis en avant par Montargès et al. (2021) pour tenter d'expliquer le GDE. En effet, les images montrent une surface peu contrastée ressemblant à un disque uniforme plutôt qu'à une surface couverte de taches sombres en surface.

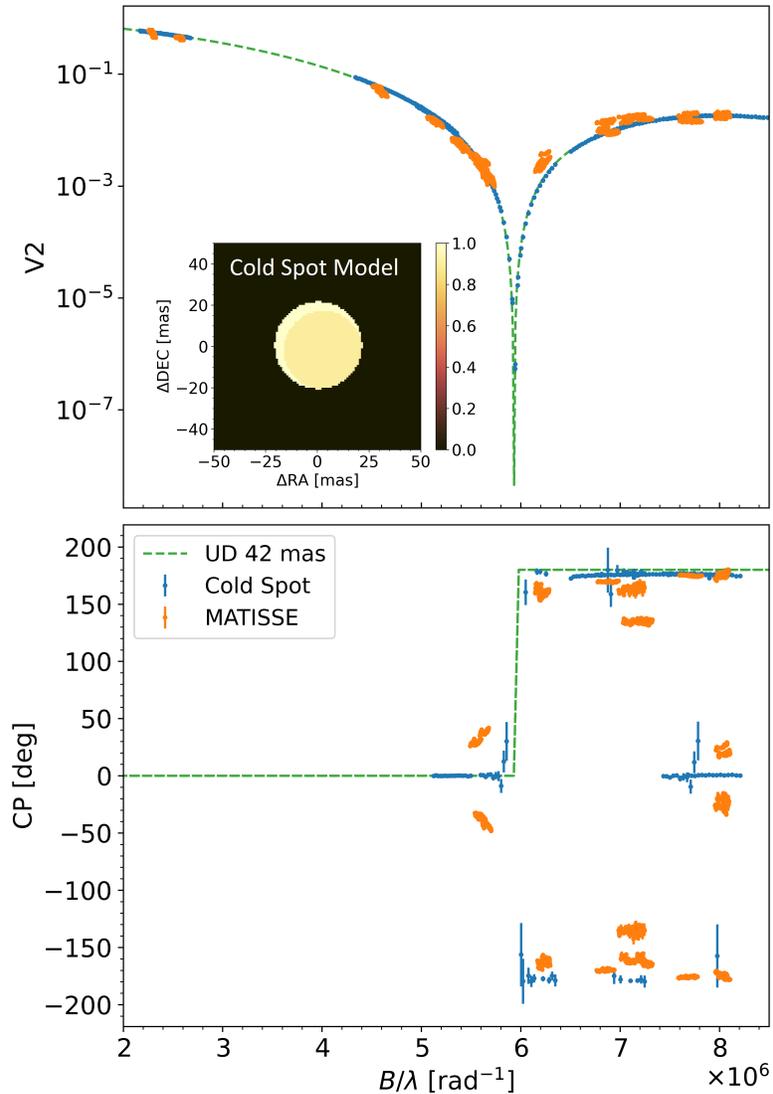


FIGURE 3.6 – Haut : visibilité carrées dans le continu des observations MATISSE (orange), du modèle de tache sombre (bleu) et du disque uniforme (vert). Bas : Clôtures de phases correspondantes.

Pour m'assurer de la concordance de nos résultats avec cette étude récente, j'utilise le modèle de taches sombres à la surface de l'étoile pour la bande LM utilisé par Montargès et al. (2021). Avec le logiciel ASPRO, je calcule la courbe de visibilité du modèle en utilisant le même plan (u,v) que les observations MATISSE de février 2020. La superposition des données interférométriques simulées du modèle

de taches aux observations MATISSE et à celles d'un disque uniforme montre que nous n'observons aucune différence dans les mesures de visibilités et seulement des faibles variations pour les phases de clôtüre (cf. figure ??). Cela signifie que la sensibilité de l'instrument est trop faible pour observer une différence entre le modèle de disque uniforme et celui de la tache sombre en bande *LM*. Cette non-mise en évidence de taches sombres n'est donc pas en contradiction avec les travaux de Montargès et al. (2021).

Dans un second temps, j'effectue des estimations de profondeur optique pour le SiO en utilisant les images reconstruites. Dans la sous-section suivante je détaille comment je parviens à reconstruire une carte de la profondeur optique du SiO dans l'environnement de Bételgeuse.

3.5.1 Estimation de la profondeur optique du milieu observé

La carte de profondeur optique du SiO pour chaque époque nous permet (i) d'analyser la distribution spatiale du précurseur de la poussière dans l'environnement de Bételgeuse, (ii) de permettre d'observer d'éventuels changements entre les trois époques et (iii) d'extraire la valeur intégrée de l'opacité du SiO. Afin d'estimer la profondeur optique, je fais certaines hypothèses :

- 1) la distribution de l'enveloppe de SiO autour de l'étoile est homogène ;
- 2) l'émission provenant de la photosphère de l'étoile, notée $S_{\star}(\lambda)$, est la source principale dans le pseudo-continuum ;
- 3) dans ses signatures spectrales, le SiO possède une contribution en absorption mais aussi une contribution en émission observable autour de l'étoile en dehors de la photosphère notée $S_{\text{SiO}}(\lambda)$. C'est le rapport de la contribution de ces deux quantités dans les équations de transfert radiatif, qui déterminera si oui ou non, la signature spectrale résultante sera en émission ou en absorption.

En prenant compte de ces hypothèses, l'équation de transfert radiatif général s'écrit sous la forme suivante :

$$I(\lambda) = S_{\star}(\lambda) e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda)} + S_{\text{SiO}}(\lambda) \left[1 - e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda)} \right], \quad (3.9)$$

où $I(\lambda)$ est la distribution spectrale d'intensité et $\tau_{\text{SiO}}(\lambda)$ la profondeur optique du SiO à la longueur d'onde λ qui est la quantité à estimer. Puisque la signature spectrale en absorption du SiO est relativement faible avec une faible profondeur de raie (cf. figure 3.3), nous supposons que la couche du SiO est optiquement fine, et donc que $\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) < 1$.

Afin de pouvoir extraire des informations de profondeur optique à partir de nos images, j'ai effectué les hypothèses supplémentaires suivantes :

- 4) La contribution du SiO dans le pseudo-continu est négligeable : $\tau_{\text{SiO}}(\lambda_c) = 0$, ainsi :

$$I(\lambda_c) = S_{\star}(\lambda_c); \quad (3.10)$$

- 5) Dans la raie du SiO, la signature spectrale étant en absorption, je suppose que l'émission totale du SiO est dominée par l'étoile : $S_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) \ll S_{\star}(\lambda_{\text{band}})$, donnant alors :

$$S_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) \left[1 - e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}})} \right] \approx 0, \quad (3.11)$$

et de ce fait :

$$I(\lambda_{\text{band}}) = S_{\star}(\lambda_{\text{band}}) e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}})}. \quad (3.12)$$

- 6) Pour finir, je suppose que la fonction source de l'étoile est la même dans la bande d'absorption et dans le pseudo-continu :

$$S_{\star}(\lambda_c) = S_{\star}(\lambda_{\text{band}}). \quad (3.13)$$

Injectant le résultat de l'équation 3.10 dans l'équation 3.12 et en prenant le logarithme, je peux alors estimer la valeur de la profondeur optique du SiO (2-0) :

$$\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) = \log I(\lambda_c) - \log I(\lambda_{\text{band}}). \quad (3.14)$$

Ces cartes de profondeur optique (cf. figure 3.5) fournissent une information sur la répartition du SiO dans l'environnement de Bételgeuse. Nous remarquons en février 2020 un changement de la répartition du gaz dans l'environnement de Bételgeuse. Il est intéressant de noter que cette technique de génération des profondeurs optiques peut-être généralisée à n'importe quelles autres observations basées sur des reconstructions d'images et pourrait être également utilisée sur l'étoile R Scl lors de futurs travaux pour estimer la répartition du C₂H₂ et du HCN.

3.6 Conclusions et perspectives

J'ai analysé les données de l'instrument VLT/MATISSE de Bételgeuse pour les 3 époques suivantes : décembre 2018, février 2020, décembre 2020 afin d'apporter des éléments de réponse pour expliquer le GDE de Bételgeuse. Voici les principaux éléments de conclusion :

1. **Variation du diamètre angulaire** : lors des ajustements de disques uniformes, une faible augmentation de 3% du diamètre angulaire est mise en évidence dans le pseudo continu entre les observations de 2018 et celles de 2020 passant de 42.5 mas à 43.8 mas. Cette augmentation peut-être liée à : i) une réelle augmentation physique du diamètre angulaire de l'étoile ou ii) un changement dans la brillance des couches atmosphériques de l'étoile. Ce changement de 3% observé n'est pas suffisant pour être responsable du GDE. Nous pouvons également observer un changement du diamètre angulaire de la source centrale d'environ 5% entre le pseudo-continu et le SiO. Cette augmentation peut signifier la présence d'une ou plusieurs couches de SiO au dessus de l'atmosphère stellaire quelle que soit l'époque d'observation.
2. **Variation du pseudo-continuum** : Une augmentation de ~ 30% de la valeur du contraste sur les images reconstruites est mise en évidence dans le pseudo-continu entre décembre 2018 et février 2020. Couplée avec une augmentation de l'émission infrarouge de 13%, cela suggère la formation de poussières récentes entre ces deux périodes.
3. **Variation dans la bande du SiO (2-0)** : Aucun changement notable n'est observé pour le contraste ainsi que pour le flux médian par pixel entre avant et pendant le GDE. Cependant un changement

important de la répartition du gaz dans l'environnement de Bételgeuse est observé ce qui suggère la formation de poussières fraîchement formées dans l'environnement de Bételgeuse lors du GDE.

Pour conclure, ces observations montrent la présence d'un excès infrarouge dans la pseudo-continuum et suggèrent la formation de nouvelles poussières entre les observations de décembre 2018 et février 2020 avec des structures dans le SiO (gaz) compatibles avec les deux scénarios présentés par Montargès et al. (2021).

Images of Betelgeuse with VLTI/MATISSE across the Great Dimming

J. Drevon^{1,2}, F. Millour¹, P. Cruzalèbes¹, C. Paladini², P. Scicluna², A. Matter¹, A. Chiavassa¹, M. Montargès³, E. Cannon⁴, F. Allouche¹, K.-H. Hofmann⁵, S. Lagarde¹, B. Lopez¹, A. Meilland¹, R. Petrov¹, S. Robbe-Dubois¹, D. Schertl⁵, G. Zins², P. Ábrahám⁶, P. Berio¹, Th. Henning⁷, J. Hron⁸, J. W. Isbell⁷, W. Jaffe⁹, L. Labadie¹⁰, J. Varga^{9,6}, G. Weigelt⁵, J. Woillez¹¹, R. van Boekel⁷, E. Pantin³, W.C. Danchi¹², A. de Koter¹³, V. Gámez Rosas⁹, M.R. Hogerheijde^{9,14}, J. Leftley¹, P. Stee¹, R. Waters^{15,16}

¹Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange UMR 7293, Bâtiment H. Fizeau, F-06108 Nice Cedex 2, France

²European Southern Observatory, Alonso de Córdova, 3107 Vitacura, Santiago, Chile

³LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université Paris Cité, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

⁴Institute of Astronomy, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D B2401, 3001 Leuven, Belgium

⁵Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

⁶Konkoly Observatory, Research Centre for Astronomy and Earth Sciences, H-1121 Budapest, Hungary

⁷Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

⁸Department of Astrophysics, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17, Austria

⁹Leiden Observatory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, NL-2333 CA Leiden, The Netherlands

¹⁰I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zùlpicher Str. 77, D-50937 Köln, Germany

¹¹European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching, Germany

¹²NASA Goddard Space Flight Center, Astrophysics Division, Greenbelt, MD 20771, USA

¹³Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, 1090 GE Amsterdam, The Netherlands

¹⁴Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, NL-1090 GE Amsterdam, The Netherlands

¹⁵Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University, P.O. Box 9010, NL-6500 GL Nijmegen, The Netherlands

¹⁶SRON Netherlands Institute for Space Research Sorbonnelaan 2, NL-3584 CA Utrecht, The Netherlands

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

From Nov. 2019 to May 2020, the red supergiant star Betelgeuse experienced an unprecedented drop of brightness in the visible domain called the great dimming event. Large atmospheric dust clouds and large photospheric convective features are suspected to be responsible for it. To better understand the dimming event, we used mid-infrared long-baseline spectro-interferometric measurements of Betelgeuse taken with the VLTI/MATISSE instrument before (Dec. 2018), during (Feb. 2020), and after (Dec. 2020) the GDE. We present data in the 3.98 to 4.15 μm range to cover SiO spectral features molecules as well as adjacent continuum. We have employed geometrical models, image reconstruction, as well as radiative transfer models to monitor the spatial distribution of SiO over the stellar surface. We find a strongly in-homogeneous spatial distribution of SiO that appears to be looking very different between our observing epochs, indicative of a vigorous activity in the stellar atmosphere. The contrast of our images is small in the pseudo-continuum for all epochs, implying that our MATISSE observations support both cold spot and dust cloud model.

Key words: (stars:) massive - (stars:) imaging - (stars:) individual - (stars:) variables: general - techniques: interferometric - techniques: image processing

1 INTRODUCTION

The red supergiant star Betelgeuse – Betelgeuse (α Orionis) is an O-rich star (Perrin et al. 2007) with a sun-like metallicity (Meynet et al. 2013) and a mass-loss rate of $1.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Le Bertre et al. 2012). This red supergiant (RSG) of spectral type classified as M2I by Levesque et al. (2005) has a mass estimated between 16.5 and 19 M_{\odot} by Joyce et al. (2020). The same authors give a distance of 168^{+28}_{-15} pc using seismic analysis, while Harper et al. (2017) give 222^{+48}_{-34} pc using new radio data taken with e-MERLIN, and older ALMA and VLA data combined with the Hipparcos

catalogue (van Leeuwen 2007). Its effective temperature T_{eff} is estimated to range from 3650 ± 25 K, using spectro-photometric observations (Levesque et al. 2005), to 3690 ± 54 K (Ohnaka 2014), using VLTI/AMBER spectro-interferometric observations. It is also a semi-regular variable star (SRc) with two main periods of ≈ 400 days and ≈ 2000 days identified by Gray (2008).

The great dimming scenario – From Nov. 2019 up to May. 2020, Betelgeuse went through an unexpected V-magnitude increase up to an historical value of 1.614 ± 0.008 (Guinan et al. 2020) reached

between the 7th and the 13th of Feb. 2020. In this paper, we refer this 6 months event as the "great dimming event" (GDE). The proposed steps of the scenario for the GDE are:

Step I: Formation of a large plasma outflow [Feb. 2018–Jan. 2019] – Deep successive shocks generate a huge convective outflow gradually bringing the material to the surface. [Kravchenko et al. \(2021\)](#) detect two shocks located beneath the stellar photosphere, the stronger one in Feb. 2018 and the weaker one in Jan. 2019, using high resolution spectroscopic observations ($R=86000$) between 0.38 and $0.90 \mu\text{m}$ with HERMES ([Raskin et al. 2011](#)) at La Palma. The second shock, increasing the effect of the first one, contributes to the progressive formation of a plasma outflow at the surface of the photosphere;

Step II: Hot spot formation [Sep.–Nov. 2019] – The material growing up at the surface of the photosphere creates a hot bubble. [Dupree et al. \(2020\)](#) show an increase of the UV signal in the lines and in the continuum from Sept. to Nov. 2019 using Hubble observations. They interpret it as the sign of a hot, dense, luminous and high-temperature structure located in the southern hemisphere of the star between the photosphere and the chromosphere;

Step III: Cold spot and dust formation [Nov. 2019–Feb. 2020] – The new material detached from the photosphere forms progressively a gas cloud above the surface. Because of the missing material, a colder area appears on the photosphere seen as a dark spot in the line of sight and it allows the formation of dust in part of the cloud located above it. Spectro-photometric observations between 0.4 and $0.68 \mu\text{m}$, made by [Levesque & Massey \(2020\)](#) to estimate the effective temperature gradient induced by the GDE. They show no temperature variation between March 2004 and Feb. 2020, while [Harper et al. \(2020b\)](#) show a decrease of 125 K from Sept. 2019 to Feb. 2020 between 0.719 and $1.024 \mu\text{m}$. They explain these two apparently inconsistent results because of the presence of an opaque area made of cooler material covering at least more than half of the stellar surface. In addition, the presence of a dark spot at the surface of the star coupled with extinction of dust located above the surface agree with the VLTI/SPHERE visible observations made by [Montargès et al. \(2021\)](#) and VLTI/MATISSE N-band observations made by [Cannon et al. \(2023\)](#). It is also in good agreement with observations in polarized visible light of [Cotton et al. \(2020\)](#). They show a decrease of the polarization degree between Oct. 2019 and Feb. 2020, and explain it as a decrease of asymmetric illumination of the stellar surface and/or changes in the dust distribution.

For our study, we use L-band data taken with the VLTI/MATISSE instrument ([Lopez et al. 2022](#)) in medium spectral resolution ($R \approx 500$) before, during, and after the GDE to probe and monitor the geometry of the close circumstellar environment of Betelgeuse. The present letter is organized as follows: i) in Section 2 we present new VLTI/MATISSE observations of Betelgeuse in L-band; ii) in Section 3 we introduce the spectral analysis and the uniform disk fitting; iii) in Section 4 we show and compare the first reconstructed images of the SiO environment of Betelgeuse for the three epochs; and iv) in Section 5 we present our interpretations and conclusions.

2 OBSERVATION AND DATA REDUCTION

The three observing epochs of Dec. 2018, Feb. 2020, and Dec. 2020 are located before, during, and after the GDE of Betelgeuse (The N band data of the GDE already shown in [Cannon et al. \(2023\)](#)). All

Table 1. Observation logbook.

Date	Timespan	Cals.	AT-config.	Seeing [""]	τ_0 [ms]	Obs. ^a
2018-12-						
03	04:35–07:55	1 ^b , 2 ^c	A0B2J2C1	0.9	2.9	12
05	03:49–04:14	2	A0B2J2C1	0.7	1.5	6
08	01:45–07:29	1, 2	A0B2D0C1	0.6	3.5	24
09	03:30–07:53	1, 2	K0B2D0J3	0.4	4.8	17
11	03:27–07:52	1, 2	K0G2D0J3	0.6	8.7	24
12	04:30–06:16	1	A0G1D0J3	0.6	5.7	8
14	04:04–07:23	1	A0G1J2J3	0.6	5.6	8
15	04:02–05:50	1, 2	A0G1J2K0	0.5	5.8	12
2020-02-						
08	00:01–02:01	1	A0B2D0C1	0.6	5.9	12
19	00:19–01:37	2	K0B2D0J3	0.9	3.5	6
2020-12-						
14	04:10–07:21	1, 2	A0G1J2J3	0.5	10.1	24
18	04:01–05:17	1	K0G2D0J3	0.6	5.6	12
27	01:56–03:31	2	A0B2D0C1	0.8	5.0	18

^a Number of observing blocks actually used for the reduction and calibration of the data, ^b ϵ Lep (K4III, $\theta_L=5.7 \pm 0.5 \text{ mas}$), ^c α CMa (A1V, $\theta_L=5.8 \pm 0.5 \text{ mas}$).

the MATISSE observations are close to a light curve photometric minimum of variability.

We reduced and calibrated the observation data using the MATISSE data reduction pipeline and additional python tools provided by the MATISSE consortium¹. The pipeline provides calibrated oifits files of the science target comprising measurements of the spectral distributions of flux, squared visibility, differential and closure phases, in the LM- and N-bands of the mid-infrared. Finally, we reject each night contaminated by adverse instrumental or weather effects, not already identified by the MATISSE pipeline. In Table 1 we list only the remaining nights after our sorting.

3 SPECTRAL ANALYSIS AND UNIFORM DISK FITTING

Figure 1 top panel shows a comparison between the three epochs of the Betelgeuse spectrum in the $3.98\text{--}4.15 \mu\text{m}$ range. The SiO lines are weak, $\approx 20\%$ of the pseudo-continuum, and are in absorption. We observe changes in the spectrum between the 3 epochs. The pseudo-continuum level defined in this work between $3.942\text{--}3.974 \mu\text{m}$ and $3.992\text{--}3.998 \mu\text{m}$ seems to be brighter than pre-dimming by $\approx 10\%$ during the GDE, and by $\approx 5\%$ post-dimming. In the second panel of the figure we remark that the normalized flux to the continuum show SiO absorption features located at $4.01 \mu\text{m}$, $4.05 \mu\text{m}$, $4.09 \mu\text{m}$, and $4.13 \mu\text{m}$ ([Aringer et al. 1997](#)) which are slightly deeper during the Great Dimming (Feb. 2020) than before and after the event (Dec. 2018 and 2020). In the third panel we show the squared visibility for similar baselines and position angles for the three epochs. We observe small differences between the various epochs, these are within the measurement uncertainties, therefore it is hard to conclude a trend. In the bottom panel of Figure 1, we show the fitted equivalent uniform disk diameter obtained. The diameter's variation for a given epoch reflects the presence of one or several layers of material above the stellar photosphere. The equivalent visibility-fit diameter appears smaller in Dec. 2018, while the star appears larger during and after the dimming event. This change has not to be interpreted as an actual change of the star's photospheric diameter, but rather a change of brightness of the atmosphere layers (see also Fig. 2). In addition, the

¹ mat_tools v.0.1 freely available on Gitlab <https://gitlab.oca.eu/MATISSE/tools/-/tree/master>

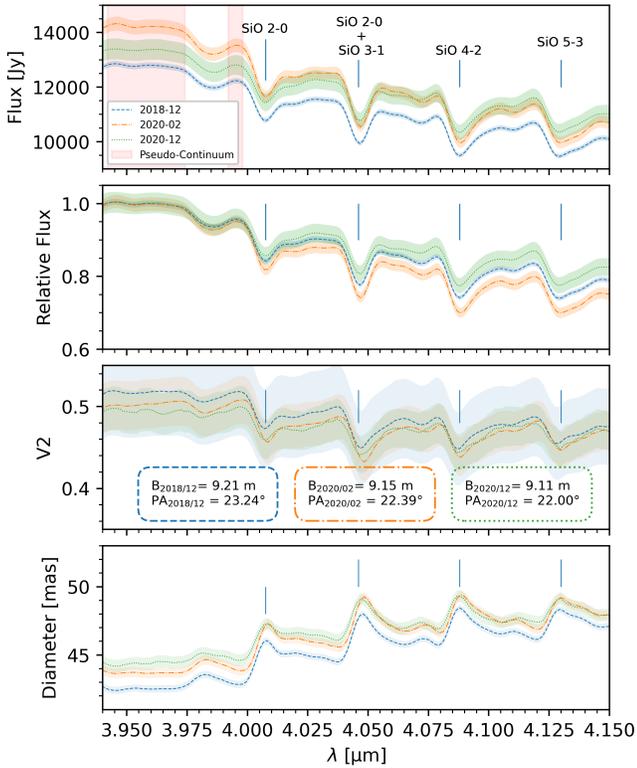


Figure 1. Top panel: VLT/MATISSE absolute spectra for the three epochs with the identification of the main features. The filled area close to the data point corresponds to the error bars associated to the given quantities. The red area represent the pseudo-continuum range used in this work. Second panel: Relative flux with respect to the continuum for the three epochs. Third panel: visibility squared plotted versus wavelengths for the various epochs of the observations. Bottom panel: fitted uniform disk diameter versus wavelengths for the various epochs.

error bars associated to the angular diameter look smaller regarding the errors of the squared visibilities shown above, due to the fact that the first-lobe uniform disk fitting is constrained by dozens of squared visibilities measurements (and not only the values shown in the third panel of Figure 1).

4 IMAGES

We use the image reconstruction software IRBIS (Hofmann et al. 2014) to produce L-band maps at the three epochs of observation in the combined spectral ranges $3.942\text{--}3.974\ \mu\text{m}$ and $3.992\text{--}3.998\ \mu\text{m}$ (pseudo-continuum), and in the spectral range $4.004\text{--}4.012\ \mu\text{m}$ (SiO 2–0 transition). After a cautious scan of the imaging parameter space, we found the following optimal parameters for the reconstruction: i) initial image: an uniform disk, ii) prior: maximum entropy, and iii) hyper-parameter: $\mu = 10$. We show the obtained images in Figure 2. Since the Feb. 2020 observation run has a sparse (u,v)-plane coverage, in order to compare the three epochs images together, we convolved them with the Feb. 2020 equivalent circular interferometric beam of an angular diameter of 4 mas.

In order to make a quantitative analysis between the reconstructed maps obtained at the 3 epochs, we compute the values of the photometric median, the median absolute deviation (MAD), and the intensity contrast as defined by Wedemeyer-Böhm & Rouppe van

Table 2. Photometric quantities of the reconstructed maps. δI is the intensity contrast as defined by Wedemeyer-Böhm & Rouppe van der Voort (2009) estimated with an error bar of 6%, and MAD is the median absolute deviation of the intensity. The squared pixel size is 0.78 mas

Date	Band	δI	Median [Jy/pix]	MAD [Jy/pix]
2018-12	Pseudo-cont.	0.12	4.4	0.3
2020-02	Pseudo-cont.	0.14	5.1	0.5
2020-12	Pseudo-cont.	0.12	4.7	0.3
2018-12	SiO (2–0)	0.14	3.4	0.3
2020-02	SiO (2–0)	0.16	3.8	0.4
2020-12	SiO (2–0)	0.11	3.6	0.3

der Voort (2009). The values reported in Table 2 are computed for intensities higher than 70% of the maximum (Chiavassa et al. 2022) to exclude the region of the disk dominated by the limb darkening effect. The corresponding size measures about 42 mas, shown as dashed white circles in the reconstructed maps of Figure 2. In addition, we use the equations developed in Appendix B to estimate the optical depth map of SiO, shown in the center-right panels of Figure 2. This allows us to monitor the SiO gas distribution across the three epochs.

5 DISCUSSION

We comment here the $4\ \mu\text{m}$ maps reconstructed from the VLT/MATISSE instrument obtained before, during, and after the GDE in the SiO (2–0) absorption band and in the continuum.

5.1 Wavelength and Time variations of the angular diameter

The uniform disk angular diameter, obtained in section 3, exhibit chromatic variations. These variations give hints to the geometry of the SiO dust seed formation region of Betelgeuse. Indeed, for example in Dec. 2018, while the apparent uniform disk diameter is ≈ 42.5 mas in the pseudo-continuum, it is ≈ 46.0 mas for the SiO 2–0 transition and ≈ 48 mas for the remaining 3 transitions (SiO 2–0 + SiO 3–1, SiO 4–2, and SiO 5–3), meaning that, qualitatively, the SiO layer extends 2 mas above the stellar photosphere, and spans 2 mas thick. Of course, such a qualitative analysis should be supplemented by more quantitative ones, using state-of-the-art molecular models of Betelgeuse atmosphere to constrain the vertical structure of the SiO distribution, but it is out of the scope of this letter.

The UD angular diameter shows also time variations: figure 1 indicates a global increase of 3% of the visibility-fitted uniform disk angular diameter between Dec. 2018 and Feb. 2020. From 42.5 mas to 43.8 mas in the continuum and 46.0 mas to 47.4 mas in the SiO (2–0) transition band, this small increase is about the same order of magnitude as the 1% increase reported in K-band (Montargès et al. 2021). However, as explained by Dharmawardena et al. (2020) and Montargès et al. (2021), such a small variation of the angular diameter is not sufficient to explain the GDE.

5.2 Time variation of the pseudo-continuum

The intensity contrast gives important quantitative information about the distribution of the surface brightness intensity of the star. Its uncertainty value of 6% has been estimated by measuring the variation of the intensity contrast on reconstructed images from simulated interferometric data of a uniform disk (see images in figure A1, and

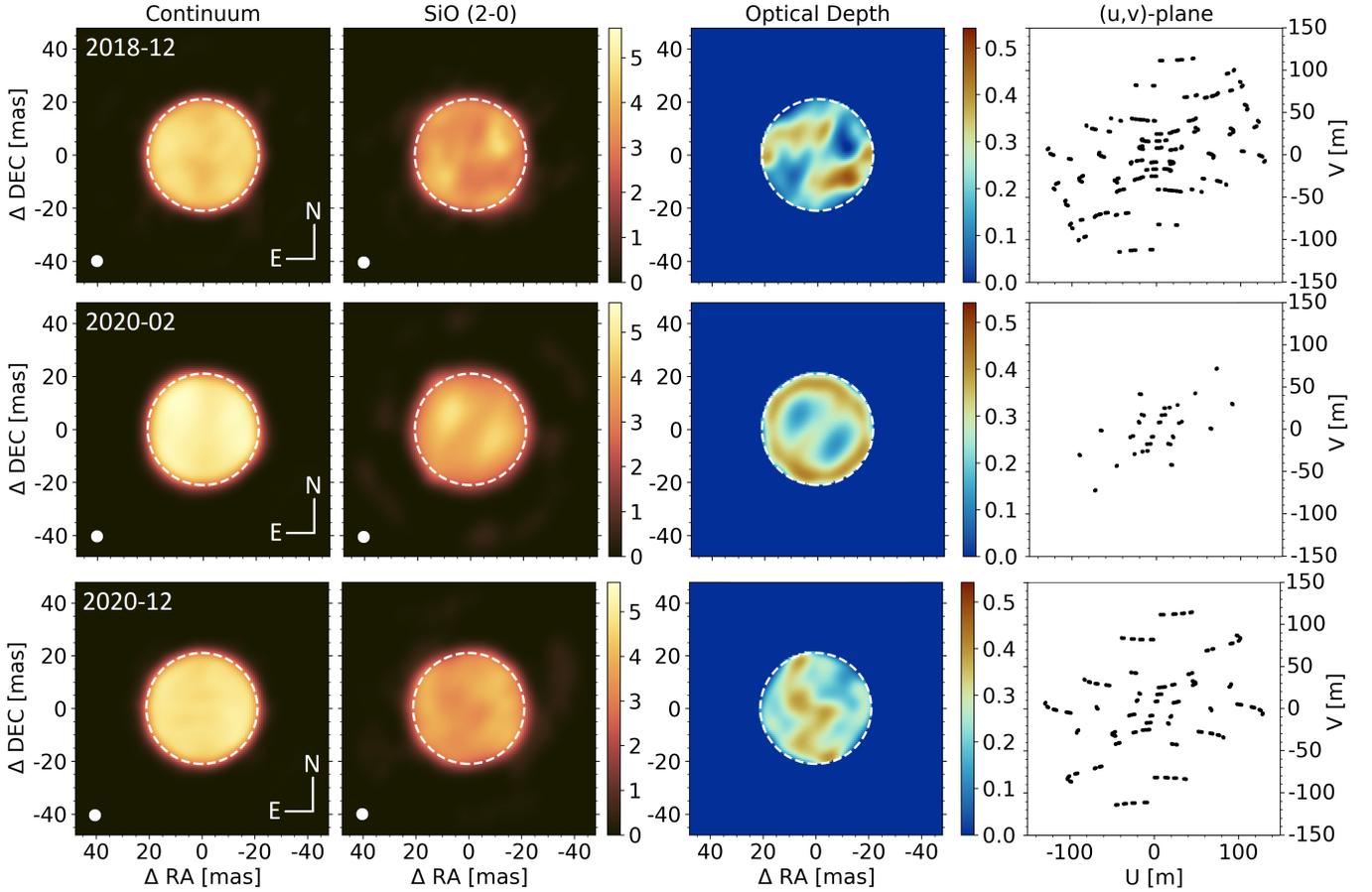


Figure 2. Each rows correspond to a given epoch precised in the top-left corner of the first panel. From left to right: 1) Reconstructed map in the pseudo-continuum, 2) in the SiO (2–0) absorption band (both scaled in Jy/pix with a squared pixel size of 0.78 mas), 3) deduced map of the optical depth for the SiO (2–0), 4) (u,v)-plane coverage of the used measurements. The dashed white circles on the maps enclose intensities higher than 70% of the maximum (42 mas in diameter). The small white disks at the bottom left corners of the reconstructed maps corresponds to an equivalent circular interferometric beam used for the convolution of all the reconstructed images (≈ 4 mas in diameter). The angular size has been estimated using the Feb. 2020 observations which has the poorest (u,v)-plane coverage among the three epochs.

more details in section A). A temporal intensity contrast comparison between different images allows us to probe the surface and atmospheric activities between the different periods. In Table 2 we report an increase of the intensity contrast over the surface in the pseudo-continuum images around $4 \mu\text{m}$ of $\sim 17\%$ between Dec. 2018 (before the GDE) and Feb. 2020 (during the GDE). Coupling those quantities with a slight increase of the median flux, this transcribe the appearance of a global brighter surface during the GDE which might be associated to recently dust formed in the line of sight. Figure 1 also shows a global increase of the infrared emission in the continuum of $\sim 13\%$ which is in agreement with the presence of dusty material recently formed close to the star as proposed by Montargès et al. (2021). The results of Harper et al. (2020a), who do not find any infrared excess around $25 \mu\text{m}$, are not necessarily in disagreement with our results and might be complementary to constraint the nature of the chemical composition of the newly formed dust in the environment of the star during the GDE (but this last point is out of the scope of the current work).

5.3 Time variation of the SiO asymmetries

Since the quality and the robustness of the image reconstruction strongly depend on the completeness of the (u,v)-plane coverage, we

need to be careful about our interpretation on the structures shown in the images, especially when the (u,v)-plane is poor like the Feb. 2020 one as shown in Figure 2. Indeed, the presence of artifacts in the images may impair our interpretation. They are flux whose owns a poorly constraint shape due to the holes in the (u,v)-plane coverage.

Assuming that dust seeds precursors such as SiO molecule can be used as tracers for dust formation region, therefore asymmetries in the gas distribution can also be a way to probe asymmetries in the distribution of recently formed dust. In Dec. 2018 and Dec. 2020, we observe strong and different asymmetries in the SiO (2–0) gas distribution. This is in agreement with some episodic and non-homogeneous ejection of mass expected for a RSG (Toalá & Arthur 2011). Regarding the Dec. 2020 images, we cannot exclude artifacts contamination induced by poor coverage of the (u,v)-plane. Therefore we cannot make any strong conclusions about changes in the gas distribution during this epoch.

In the SiO (2–0) band, the intensity contrast increases during the GDE by 14% with an increase of the median flux of 10% with respect to Dec. 2018. Therefore, it seems that during the GDE we observe brighter structures in the line of sight. Next, we observe in Dec. 2020 a decrease at about 50% of the intensity contrast with a decrease of the median flux of 7% regarding Feb. 2020. The environment seems

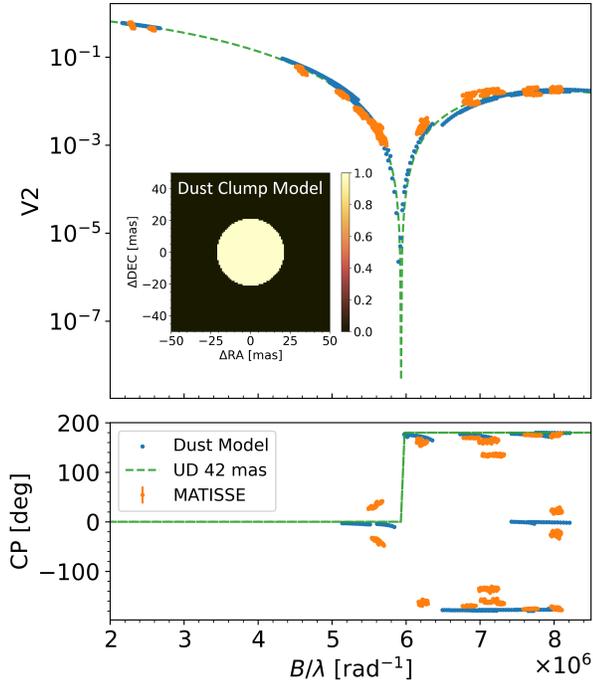


Figure 3. Upper panel: Visibilities squared in the continuum of the MATISSE data from Feb. 2020 (orange), dust patch model (blue) with its image in the left corner, and an uniform disk of angular diameter 42 mas (green). Lower panel: representation of their respective closure phase with respect to the spatial frequency of the longest baseline in the baselines triplet.

to be smoother compared to Feb. 2020 with a median value getting closer from the Dec. 2018 values.

Looking at the optical depth map of Dec. 2018 and Dec. 2020, that have a denser (u,v)-plane coverage than Feb. 2020, we can identify opacity variations up to a factor 5 and 3, far more than the estimated 6% error (section 5.2), respectively. The SiO (2–0) opacity depth map shows therefore strong temporal variations within 2 years, indicative of vigorous changes in the star’s environment in this time span.

5.4 Dust Clump and Cold Spot model

In addition we checked the robustness of the cold spot and dust clump model used in Montargès et al. (2021) to explain the GDE with respect to our Feb. 2020 VLT/MATISSE data. Both models are derived from radiative transfer code and own therefore wavelength-dependent structures. Here, we use the exact same models with the same parameters as in Montargès et al. (2021, the reader can refer to that paper to get the models parameters values), just in a different wavelength domain. Thus, the dust cloud and the cold spot presented in this paper as seen by MATISSE in L-band (4000 nm), may not exhibit the same dynamic range as in Montargès et al. (2021) in V-band (≈ 650 nm).

Indeed, in the top panel of Figure 3 showing the dust clump model, we can see that the dynamic range of the model image (inset) used to compute the L-band visibilities (blue dots) is insufficient to distinguish the models from an uniform disk model (green dashed line). The observed data (orange dots) exhibit small deviation from both the Uniform disk model and the dust clump model. Concerning the closure phase, the dust clump model exhibits a slight deviation from

zero or 180° closure phase (i.e. deviation from the centro-symmetric geometry), but not sufficient enough to reproduce the MATISSE data. The same conclusions can be drawn looking at Figure C1 for the cold spot model. The visibilities are also consistent with the MATISSE data but the closure phase does not seem to show any deviation from zero or 180° closure phase. Thus, both cold spot and dust clump models in L-band are consistent with the MATISSE visibilities but are not able to reproduce the closure phase.

6 CONCLUSION

Our observations suggest an optically thin molecular medium in the SiO (2–0) band absorption at the three epochs. They suggest also the presence of an infrared excess in the pseudo-continuum during the GDE, which has been interpreted as new hot dust formed. We also detect the presence of brighter structures in L-band appearing during the GDE both in the continuum and in the SiO bands. The MATISSE visibilities observations of Feb. 2020 are both compatible with the presence of a cold spot on the surface of the star and that of a cloud of dust formed in the line of sight, but these two models struggle to explain the observed closure phases. The Dec. 2020 observations suggests that Betelgeuse seems to be returning to a gas and surface environment similar to the one observed in Dec. 2018 but with smoother structures maybe due to unusual amount of dust recently formed during the GDE in the line of sight. Opacity maps also show strong spatial variations in Dec. 2018 and Dec. 2020 epochs by respectively a factor of 5 and 3, evidencing a clear inhomogeneous formation of SiO in the stellar atmosphere, as well as vigorous changes in a timespan of 2 years. In addition to the opacity maps, the chromatic estimations of the equivalent uniform disks visibility-fitted angular diameters give also hints to constrain the geometry of the SiO dust seed formation region.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge support from the French National Research Agency (ANR) funded project PEPPER (ANR-20-CE31-0002). The results are based on public data released under Programme IDs 60.A9257(D-E), ID 104.20V6, and ID 106.21L4. This work was supported by the *Action Spécifique Haute Résolution Angulaire* (ASHRA) of CNRS/INSU co-funded by CNES, as well as from the *Programme National de Physique Stellaire* (PNPS) from CNRS. It is also supported by the French government through the UCA-JEDI Investments in the Future project managed by the National research Agency (ANR) with the reference number ANR-15-IDEX-01 and the Hungarian government through NKFIH grant K132406. The authors have made extensive use of the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC) tools.

Data availability: The data underlying this article are available in the OIdb digital repository with direct links to the data collections: Dec. 2018, Feb. 2020, and Dec. 2020.

REFERENCES

- Aringer B., Jorgensen U. G., Langhoff S. R., 1997, *A&A*, **323**, 202
- Cannon E., Montargès M., de Koter et al., 2023, *A&A*, p. in prep.
- Chiavassa A., et al., 2022, *A&A*, **658**, A185
- Cotton D. V., Bailey J., De Horta A. Y., Norris B. R. M., Lomax J. R., 2020, *RNAAS*, **4**, 39

Dharmawardena T. E., Mairs S., Scicluna P., Bell G., McDonald I., Menten K., Weiss A., Zijlstra A., 2020, *ApJ*, **897**, L9
 Dupree A. K., et al., 2020, *ApJ*, **899**, 68
 Gray D. F., 2008, *AJ*, **135**, 1450
 Guinan E. F., Wasatonic R. J., Calderwood T. J., 2020, The Astronomer's Telegram, **13512**, 1
 Harper G. M., Brown A., Guinan E. F., O'Gorman E., Richards A. M. S., Kervella P., Decin L., 2017, *AJ*, **154**, 11
 Harper G. M., DeWitt C. N., Richter M. J., Guinan E. F., Wasatonic R., Ryde N., Montiel E. J., Townsend A. J., 2020a, *ApJ*, **893**, L23
 Harper G. M., Guinan E. F., Wasatonic R., Ryde N., 2020b, *ApJ*, **905**, 34
 Hofmann K. H., Weigelt G., Schertl D., 2014, *A&A*, **565**, A48
 Joyce M., Leung S.-C., Molnár L., Ireland M., Kobayashi C., Nomoto K., 2020, *ApJ*, **902**, 63
 Kravchenko K., et al., 2021, *A&A*, **650**, L17
 Le Bertre T., Matthews L. D., Gérard E., Libert Y., 2012, *MNRAS*, **422**, 3433
 Levesque E. M., Massey P., 2020, *ApJ*, **891**, L37
 Levesque E. M., Massey P., Olsen K. A. G., Plez B., Josselin E., Maeder A., Meynet G., 2005, *ApJ*, **628**, 973
 Lopez B., et al., 2022, *A&A*, **659**, A192
 Meynet G., Haemmerlé L., Ekström S., Georgy C., Groh J., Maeder A., 2013, in Kervella P., Le Bertre T., Perrin G., eds, EAS Publications Series Vol. 60, EAS Publications Series. pp 17–28 ([arXiv:1303.1339](https://arxiv.org/abs/1303.1339)), doi:10.1051/eas/1360002
 Montargès M., et al., 2021, in Siebert A., et al., eds, SF2A-2021: Proceedings. pp 13–18
 Ohnaka K., 2014, in Creech-Eakman M. J., Guzik J. A., Stencel R. E., eds, ASPCS Vol. 487, Resolving The Future Of Astronomy With Long-Baseline Interferometry. p. 171
 Perrin G., et al., 2007, *A&A*, **474**, 599
 Raskin G., et al., 2011, *A&A*, **526**, A69
 Toalá J. A., Arthur S. J., 2011, *ApJ*, **737**, 100
 Wedemeyer-Böhm S., Rouppe van der Voort L., 2009, *A&A*, **503**, 225
 van Leeuwen F., 2007, *A&A*, **474**, 653

APPENDIX A: IMAGE RECONSTRUCTION OF AN UNIFORM DISK WITH IRBIS

In order to identify possible artifacts in our images induced by the (u,v)-plane, we used the ASPRO2 software to simulate (u,v) observations with a similar (u,v) plane as for our observations, and we used the IRBIS software to reconstruct images based on these simulated data. These images (Figure A1) are made using the same reconstruction parameters as for the pictures in Figure 2. All the structures identified in Figure A1 which deviates from the uniform disk model are considered as artifacts. Except from the X-shaped structure observed during the Feb. 2020 epoch, the symmetric structures seen in our simulation do not seem to be present in Figure 2, hence we can assume that the variations observed in the reconstructed opacity map at the Dec. 2018 and Dec. 2020 epochs are real.

APPENDIX B: OPTICAL DEPTH MAP ESTIMATION

From these images we derive the spectral distribution of the optical depth at the SiO absorption bands $\tau_{\text{SiO}}(\lambda)$ assuming that:

- 1) the stellar photosphere is the dominant source of the pseudo-continuum radiation, denoted hereafter as $S_{\star}(\lambda)$;
- 2) the SiO material is responsible not only for the absorption but also for the emission of the light in the SiO absorption bands, denoted hereafter as $S_{\text{SiO}}(\lambda)$.

Under these assumptions, the radiative transfer equation becomes:

$$I(\lambda) = S_{\star}(\lambda) e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda)} + S_{\text{SiO}}(\lambda) \left[1 - e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda)} \right], \quad (\text{B1})$$

where $I(\lambda)$ is the spectral distribution of surface brightness. Since the absorption feature in the spectrum is weak (c.a. 20% of the pseudo-continuum), we assume that the SiO layer is optically thin, i.e. $\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) < 1$.

In order to get an estimate of the optical depth, we make the following additional simplifying assumptions:

- 3) the SiO contribution to the continuum wavelength range is negligible i.e. $\tau_{\text{SiO}}(\lambda_c) = 0$, hence:

$$I(\lambda_c) = S_{\star}(\lambda_c); \quad (\text{B2})$$

- 4) in front of the stellar disk, the SiO emission is negligible compared to the stellar emission in the absorption band, so that:

$$S_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) \ll S_{\star}(\lambda_{\text{band}}), \text{ and} \quad (\text{B3})$$

$$S_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) \left[1 - e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}})} \right] \approx 0, \quad (\text{B4})$$

hence:

$$I(\lambda_{\text{band}}) = S_{\star}(\lambda_{\text{band}}) e^{-\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}})}. \quad (\text{B5})$$

- 5) the stellar source function is the same in the absorption band as in the continuum as long as the continuum level does not significantly change between both spectral channels, so that:

$$S_{\star}(\lambda_c) = S_{\star}(\lambda_{\text{band}}). \quad (\text{B6})$$

Substituting these assumptions into equations B2 and B5 leads to a rough estimate of the optical depth at the wavelength range of the SiO (2–0) absorption band :

$$\tau_{\text{SiO}}(\lambda_{\text{band}}) = \log I(\lambda_c) - \log I(\lambda_{\text{band}}). \quad (\text{B7})$$

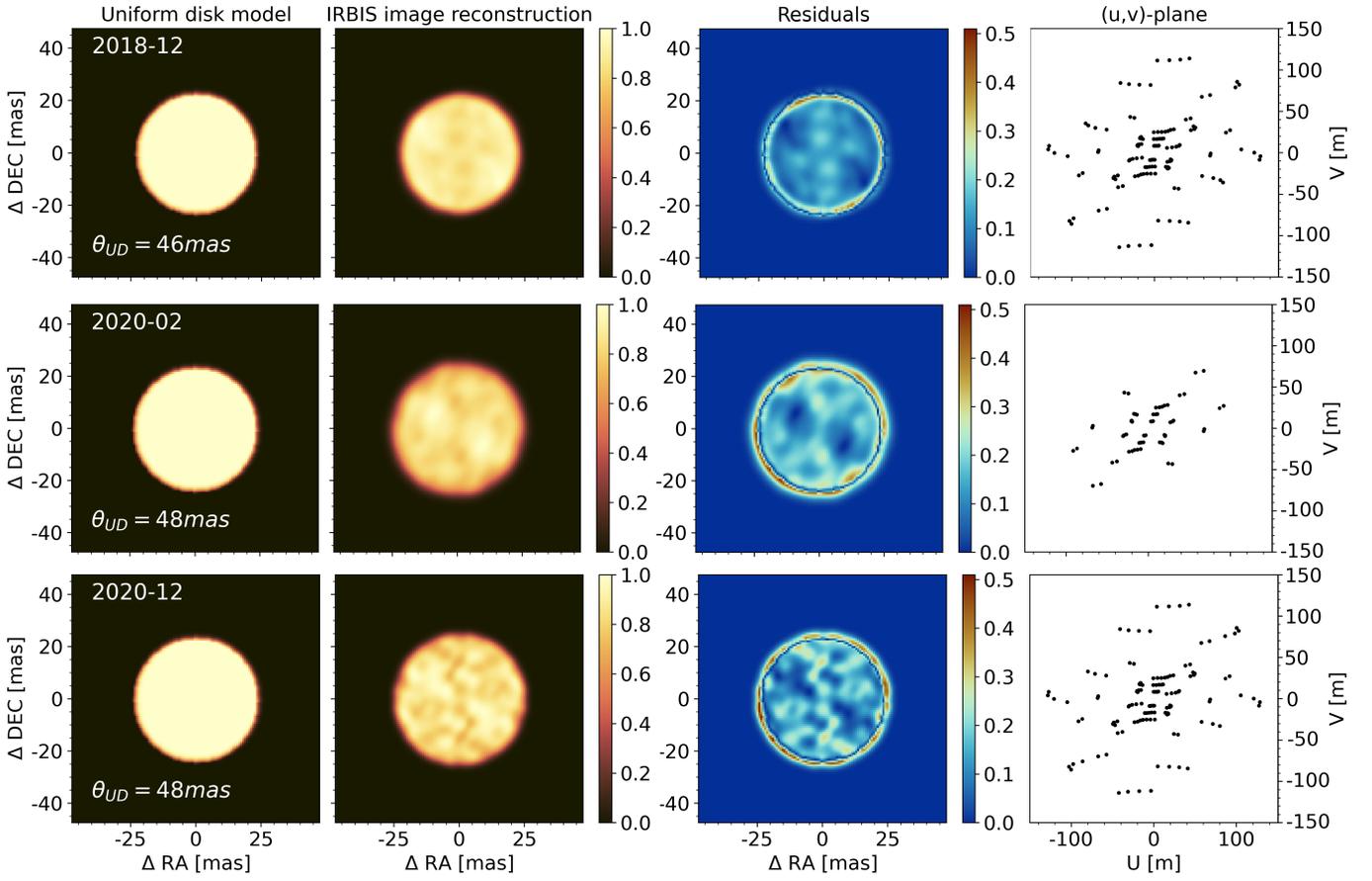


Figure A1. Each row correspond to a given epoch precised in the top-left corner of the first panel. From left to right: 1) model of the uniform disk convolved with the same interferometric beam as used in Figure 2, 2) reconstructed image using IRBIS of a simulated interferometric data of an uniform disk with an angular diameter determined using the values fitted on the visibility squared showed in Figure 1 for the SiO first overtone wavelength, 3) residuals between the model and the image reconstructed, 4) simulated (u,v)-plane coverage used for the image reconstruction of the simulated data.

APPENDIX C: COLD SPOT MODEL

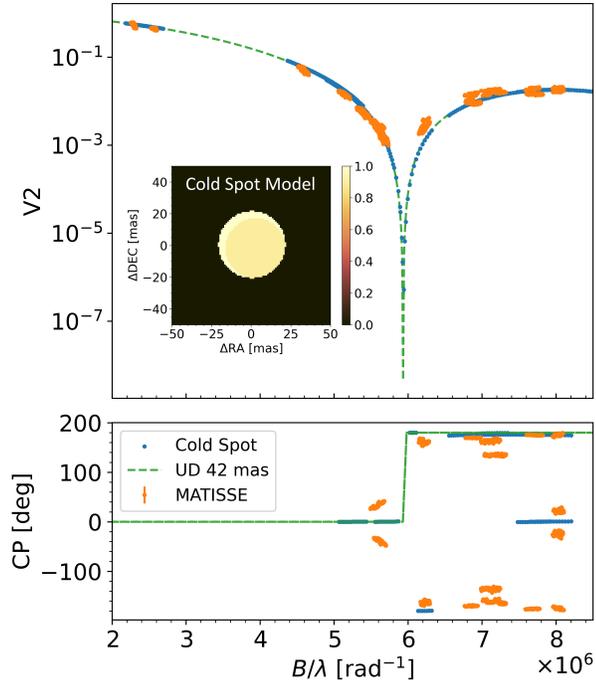


Figure C1. Upper panel: Visibilities Squared in the continuum of the MATISSE data of **February 2020** (orange), cold spot model (blue) with its image in the left corner, and an uniform disk of angular diameter 42 mas (green). Lower panel: representation of their respective closure phase.

Conclusions et Perspectives

Sommaire

4.1 Conclusion	147
4.2 Perspectives	148
4.2.1 Approfondissement du travail sur R Sculptoris	148
4.2.2 “RHAPSODY : Chapitre 2” (2019)	148
4.2.3 Post-doctorat à l’ESO	149

4.1 Conclusion

Acquérir des données avec l'instrument MATISSE au coeur du réseau de télescopes VLTI permet d'accéder à des informations liées à la géométrie et à la composition chimique des environnements d'étoiles évoluées jusque-là inaccessibles. L'observation de ces régions de formation de poussières permet de mieux contraindre et comprendre comment et dans quelles circonstances la poussière se forme dans les environnements des étoiles AGB et RSG.

L'interférométrie nous donne accès à des résolutions jamais atteintes par les méthodes classiques d'observation. Couplée avec l'observation simultanée en bande LM et en bande N fournie par l'instrument VLTI/MATISSE, nous pouvons donc analyser l'environnement proche de ces objets avec une résolution de quelques millièmes de seconde d'angle. Les conditions de formation de poussière ainsi que les environnements d'AGB et de RSG sont encore très mal compris et la haute résolution angulaire interférométrique est un outil essentiel dans leur compréhension.

J'ai introduit en première partie de thèse les connaissances actuelles sur les étoiles évoluées, la formation de poussière et les limites auxquelles nous faisons face actuellement. J'ai également introduit les notions interférométriques en me concentrant sur les télescopes du VLTI ainsi que sur l'instrument MATISSE que j'ai utilisé dans le cadre de ma thèse pour mieux comprendre les environnements de formation de poussière autour des étoiles évoluées.

J'ai également fourni des pistes de réflexion afin d'améliorer les observables MATISSE en quantifiant le comportement des visibilités en fonction des conditions atmosphériques d'observation. Cette étude, qui a été le résultat d'un projet effectué à Paranal lors de mon ESO Studentship d'un an à Santiago, a permis aussi de proposer une autre méthode de re-estimation des diamètres angulaires des calibrateurs observés par MATISSE en utilisant la fonction de transfert. Ces deux méthodes nécessiteront un travail plus approfondi et permettront une amélioration non négligeable de la calibration des données interférométriques des instruments actuels.

J'ai aussi développé les algorithmes du code de reconstruction d'image RHAPSODY et je les ai mis en pratique et testé pour plusieurs cas de figure.

A l'aide de l'instrument MATISSE j'ai étudié principalement deux étoiles durant ma thèse : R Sculptoris, une étoile de masse faible carbonée et Bételgeuse, une étoile de forte masse oxygénée. J'ai appliqué les méthodes d'étalonnage et de reconstruction d'image que j'ai développées durant ma thèse et utilisé des outils développés existants comme DUSTY, IRBIS et MiRA en contactant les concepteurs du logiciel pour avoir une meilleure compréhension de leur code afin d'optimiser leur utilisation dans le cadre de mes travaux.

Dans le premier cas, j'ai étudié l'étoile R Scl et utilisé mon logiciel de reconstruction d'image RHAPSODY ainsi que le code de transfert radiatif 1D DUSTY. J'ai pu alors identifier la nature, la composition et la distance radiale de structures présentes dans l'environnement circumstellaire de l'étoile. Des structures moléculaires proches de la surface ont pu également être identifiées à l'aide du logiciel de reconstruction d'image MiRA. Ces observations m'ont permis de conforter certaines hypothèses sur la formation de la poussière dans ce type d'environnement. Ce travail m'a également permis de mieux comprendre et analyser les différentes signatures spectrales et les propriétés de la poussière dans les environnements des étoiles carbonées.

Ensuite j'ai étudié Bételgeuse pour détecter les structures présentes dans l'environnement de cette étoile massive oxygénée. A la suite du Great Dimming Event (GDE) caractérisé par une diminution importante de la brillance de l'étoile entre novembre 2019 et mai 2020, j'ai regroupé des observations prises en décembre 2018, février 2020 et décembre 2020 pour analyser les données MATISSE et les comparer entre elles. Les reconstructions d'images que j'ai faites avec IRBIS m'ont permis d'identifier des structures et des changements à la surface de l'étoile et dans son environnement proche me permettant d'apporter de nouveaux éléments de réponse sur l'origine du GDE.

En plus de l'apport scientifique des observations effectuées dans le cadre de ma thèse, j'ai également eu l'opportunité de créer de A à Z des séquences d'observation prêtes à être exécutées par les opérateurs au VLTI. Pour cela j'ai appris à utiliser les outils interférométriques fournis par le JMMC afin de définir des fenêtres d'observabilités optimales pour observer l'objet de science et j'ai également appris à choisir judicieusement les calibrateurs. Le choix des calibrateurs est un critère majeur qui a été effectué avec l'aide du catalogue MDFC regroupant l'ensemble des calibrateurs utilisables dans le cadre d'observations aux longueurs d'onde infrarouge par interférométrie.

Tout ce travail effectué a été le fruit de nombreuses collaborations développées par l'interaction avec des chercheurs lors de workshops, de conférences, de discussions au sein du laboratoire et, le plus important, grâce à mon implication dans le consortium MATISSE. Tout ceci m'a instantanément donné accès à des ressources et des conseils d'experts qui m'ont permis d'avoir une meilleure vue d'ensemble des enjeux astrophysiques liés à mon sujet d'étude. La fin de cette thèse conduit à de nouvelles perspectives de travail que je décris ci-dessous.

4.2 Perspectives

4.2.1 Approfondissement du travail sur R Sculptoris

Dans le travail effectué sur R Sculptoris, j'ai détecté une région de formation moléculaire proche de l'étoile centrale sous la forme d'une couche détachée située à une distance angulaire trop proche pour permettre la formation de poussières. J'ai donc proposé de lancer une nouvelle campagne d'observation pour la période P110 de l'ESO. Le but est de faire un suivi temporel de cette couche pour tracer son évolution dans le temps et d'observer les poussières en formation si cette couche s'éloigne suffisamment de l'étoile. Ces informations nous permettront de quantifier la vitesse moyenne de déplacement du matériel autour de l'étoile et de la confronter aux précédentes observations et théories développées sur des environnements similaires. En février 2023, j'ai reçu la confirmation que les observations MATISSE m'ont été accordées. Ce programme d'observation est mon premier programme accepté comme investigateur principal (PI).

4.2.2 “RHAPSODY : Chapitre 2” (2019)

Comme présenté précédemment, RHAPSODY n'en est qu'à ses débuts. Pour l'instant ce logiciel à la croisée des chemins entre ajustement de modèles géométriques et reconstruction d'image est capable d'identifier des structures sous la forme d'anneaux concentriques. Cependant, le programme n'est pas encore capable de représenter de structures asymétriques. Ici je vais présenter brièvement quels sont les

pistes de réflexion possibles afin de modifier RHAPSODY pour qu'il puisse prendre en considération ces asymétries.

La force de RHAPSODY est de reconstruire des environnements 2D en utilisant uniquement des informations 1D. A l'aide des propriétés de centro-symétrie (en utilisant un changement de coordonnées dans le plan de Fourier) et de la transformée de Hankel, RHAPSODY réduit considérablement le nombre de paramètres libres (ce qui n'est pas souvent le cas dans les outils de reconstruction d'image classiques).

La première étape est de modifier le code en profondeur en passant d'une représentation cartésienne (x,y) à une représentation polaire (ρ,θ) . Je pourrai dans un premier temps modéliser des inhomogénéités dans l'anneau. Une des possibilités est de ne plus considérer un profil d'intensité uniforme par anneaux mais un profil d'intensité angulaire modulé par un cosinus ou une gaussienne : c'est le principe de ce que l'on appelle en anglais un "skewed ring".

Une fois la première étape effectuée, je modéliserai des structures décentrées en tentant d'ajuster une ou plusieurs gaussiennes superposées au modèle déjà existant. Cela induira alors l'ajout de nouveaux paramètres libres : la position de la gaussienne et sa largeur à mi-hauteur ainsi que son intensité.

Des optimisations supplémentaires sont nécessaires pour limiter le temps de calcul. Actuellement les visibilitées sont calculées en amont de l'ajustement et cela permet de gagner en temps de calcul car il ne me reste qu'à utiliser les valeurs de visibilitées pré-calculées dans la boucle pour calculer la visibilité totale. Pour s'affranchir de ce problème je pourrai faire un ajustement avec les anneaux concentrique uniformes et ensuite appliquer une modulation en sinus ou en cosinus des intensités sur l'ensemble de la structure.

Pour un objet observé, nous nous attendons à ce que les surdensités lumineuses présentes soient, dans la plupart du temps, principalement dirigées vers une même direction. Cette première hypothèse me permettra d'économiser une quantité considérable de temps de calcul car la modulation par un cosinus ne sera ajoutée que dans un second temps, juste avant le changement de coordonnées pour simuler la rotation et l'inclinaison de l'environnement reconstruit. Ce dernier devra cependant être décrit en 2D car un simple profil 1D ne sera pas suffisant. Une fois l'ajustement terminé, j'aurai le choix de superposer ou non des gaussiennes à la reconstruction d'image effectuée. Je pourrai par la suite complexifier la structure de la gaussienne en ajoutant des paramètres d'inclinaison et de rotation.

4.2.3 Post-doctorat à l'ESO

J'ai également été sélectionné en fellowship à l'ESO pour une période de 4 ans dès novembre 2023. En plus de mon travail de recherche, j'aurai des missions d'astronome de nuit au VLTI (80 nuits par an) où je m'occuperai des observations interférométriques (actuellement MATISSE et GRAVITY). J'ai planifié mon fellowship de la manière suivante :

- La première année, je travaillerai sur les nouvelles observations de R Scl qui seront obtenues entre août et septembre 2023. Pendant la première année, j'effectuerai des reconstructions d'image en utilisant RHAPSODY et IRBIS et analyser l'évolution temporelle de l'environnement circumstellaire. J'appliquerai les méthodes utilisées dans le papier de Bételgeuse pour reconstruire des cartes d'opacité pour le C_2H_2 et le HCN. Ce travail apportera de fortes contraintes sur les conditions de formation de la poussière autour de R Scl.

- Durant la deuxième année je travaillerai principalement sur le "AGB Large Program" de Claudia Paladini. Ce programme a pour but d'observer avec MATISSE un large échantillon d'étoiles AGB dont les observations possèdent une couverture du plan (u,v) suffisante pour permettre la reconstruction d'image. Étant le responsable de l'étalonnage des données MATISSE de ce programme, j'aiderai les étudiants et les astronomes à étalonner les données MATISSE.
- Durant la troisième année, je porterai mon attention sur les fonctions de corrélation et les calibrateurs afin de fournir une amélioration des mesures de visibilités pour les instruments interférométriques du VLTI.
- Durant la quatrième année de mon post-doctorat, mes missions comme astronome de nuit étant terminées, je pourrai travailler en dehors de Santiago. Je pourrai choisir le lieu et le laboratoire que je souhaite selon les différentes collaborations que j'aurais développées durant mes trois années de fellowship au sein de l'ESO.

Activités annexes effectuées durant ma thèse

A.1 Participation à des conférences/workshop et collaborations

- 12-16 octobre 2020 : "Ground-based thermal infrared astronomy – past, present and future" (présentation en ligne)
- 26-30 octobre 2020 : "Dust & Metals 2020 Conference" (présentation en ligne)
- 21 avril 2021 : "Journée Lagrange" (présentation en ligne)
- 7-18 juin 2021 : "The 10th VLTI School of Interferometry" (participation en ligne)
- 1-5 novembre 2021 : "The Origin of Outflows in Evolved Stars" - IAU Symposium 366 : Virtual Meeting (présentation en ligne)
- 25-29 avril 2022 : "High Angular Resolution Astronomy workshop" (présentation en ligne)
- 27 juin - 1 juillet 2022 : "EAS Conference" (poster en présentiel)
- 17-22 juillet 2022 : "SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation Meeting" (présentation en présentiel)
- 17-22 juillet 2022 : "SPIE Beauty Contest" (contribution)
- 10-21 octobre 2022 : "VLTI-HOW School" (comité d'organisation)
- 10 novembre 2022 : "CAMK Toruń seminar" (présentation en ligne)
- 9-12 janvier 2023 : "VLTI and ALMA synthesis, Imaging Workshop" (présentation en présentiel)
- 17 janvier 2023 : "Monthly conferences at the Vienne Observatory" (présentation en présentiel)
- 14 avril 2023 : "Journée Lagrange" (présentation en présentiel)
- 2021-aujourd'hui : Membre du consortium MATISSE
- 2022-aujourd'hui : Responsable de la calibration des données au sein du MATISSE Large Program

A.2 Missions d'observations effectuées

- Décembre 2020 : 3 nuits d'observation en remote avec Florentin Millour et Pierre Cruzalèbes depuis Valrose. ID des programmes d'observation : 106.21L4-001-002-003-004 (co-PI)

- Septembre 2022 : 2 semaines de nuits complètes d’observations GTO avec MATISSE en présentiel à Paranal avec les UTs et les ATs en compagnie de Florentin Millour. ID des programmes d’observation : 109.22YB.001-002-003, 109.2313.006, 109.2334.001-002-003-004-005-006, 109.23FV-001-002.

A.3 Missions d’enseignement

- 6-15 octobre 2021 : Enseignement UE SMUPM107 Meteor C2PU du Master d’Astrophysique d’UCA (MAUCA) (30h)
- 10-21 octobre 2022 : Enseignement porté sur la calibration et l’exploitation des données MATISSE (12h)
- 30 juin 2023 : Membre du jury pour des oraux de fin de projet en interférométrie dans le cadre du master MASS (3h)
- 30 juin 2023 : Membre du jury pour des oraux de fin de projet en optique de Fourier dans le cadre du master MASS (2h)

A.4 Participation à des formations transverse de l’école doctorale

- 11 février 2021 : Prévention du risque Gaz et cryogénique (3h)
- 24 avril 2023 : MIST29- Dépôt des thèses électroniques (4h)

A.5 Vulgarisation scientifique

- 24 octobre 2020- 11 aout 2021 : Diffusion de la culture scientifique par le biais de manifestations et de conférence auprès du grand public avec l’association PSTJ (Provence Science Technique et Jeunesse) (65h)
- 24 septembre 2021 : Nuit des Chercheurs. Balades nocturnes pour faire découvrir le ciel au grand public en comptant les histoires mythologiques (4h)
- 14 décembre 2021 : Intervention à distance pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)
- 1er février 2022 : Intervention à distance pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)
- 16 juin 2022 : Intervention à distance pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)
- 8 décembre 2022 : Intervention en présentiel pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)
- 15 décembre 2022 : Intervention en présentiel pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)
- 7 février 2023 : Intervention en présentiel pour des élèves de 3e sur MATISSE et les étoiles évoluées (1h)

Bibliographie

- Abi, B., Acciarri, R., Acero, M.A. et al.* Supernova neutrino burst detection with the deep underground neutrino experiment // *European Physical Journal C*. V 2021. 81, 5. 423.
- Agúndez, M., Martínez, J.I., de Andres, P.L. et al.* Chemical equilibrium in AGB atmospheres : successes, failures, and prospects for small molecules, clusters, and condensates // *A&A*. V 2020. 637. A59.
- Andrae, R., Schulze-Hartung, T. and Melchior, P.* Dos and don'ts of reduced chi-squared // *arXiv e-prints*. XII 2010. arXiv :1012.3754.
- Aristidi, E.* Cours d'optique onduloire. VI 2023.
- Bagnulo, S., Doyle, J.G. and Andretta, V.* Observations and modelling of spectral energy distributions of carbon stars with optically thin envelopes // *MNRAS*. V 1998. 296, 3. 545–563.
- Barnbaum, C., Stone, R.P.S. and Keenan, P.C.* A Moderate-Resolution Spectral Atlas of Carbon Stars : R, J, N, CH, and Barium Stars // *ApJS*. VIII 1996. 105. 419.
- Baron, F., Monnier, J.D. and Kloppenborg, B.* A novel image reconstruction software for optical/infrared interferometry // *Optical and Infrared Interferometry II*. 7734. VII 2010. 77342I. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Becker, S.A. and Iben, I., J.* The asymptotic giant branch evolution of intermediate-mass stars as a function of mass and composition. I. Through the second dredge-up phase. // *ApJ*. IX 1979. 232. 831–853.
- Beuzit, J.L., Vigan, A., Mouillet, D. et al.* SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope // *A&A*. XI 2019. 631. A155.
- Bianchi, L.C., Cohen, R. and Cummings, J.* How do stars become white dwarfs ? VI 2019. 15832.
- Bourgés, L., Lafrasse, S., Mella, G. et al.* The JMMC Stellar Diameters Catalog v2 (JSDC) : A New Release Based on SearchCal Improvements // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*. 485. V 2014. 223. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
- Brunner, M., Maercker, M., Mecina, M. et al.* Modelling the carbon AGB star R Sculptoris. Constraining the dust properties in the detached shell based on far-infrared and sub-millimeter observations // *A&A*. VI 2018. 614. A17.
- Cannon, E., Montargès, M., de Koter et al.* The dusty circumstellar environment of Betelgeuse during the Great Dimming as seen by VLT/MATISSE // *A&A*. XII 2023. in prep.

- Carretta, E., Gratton, R.G., Sneden, C. et al.* First Dredge-Up and further Mixing Mechanisms along the Red Giant Branch in Field Stars // *Galaxy Evolution : Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record*. I 1999. 189.
- Chiavassa, A.* Atmospheric structure and dynamics of evolved massive stars. Thanks to 3D radiative hydrodynamical simulations of stellar convection // *IAU Symposium*. I 2022. 366. 101–116.
- Claes, R., Kluska, J., Van Winckel, H. et al.* Neural network based image reconstruction with astrophysical priors // *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. 11446. XII 2020. 114461U. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Cotton, D.V., Bailey, J., De Horta, A.Y. et al.* Multi-band Aperture Polarimetry of Betelgeuse during the 2019-20 Dimming // *Research Notes of the American Astronomical Society*. III 2020. 4, 3. 39.
- Cruzalèbes, P., Petrov, R.G., Robbe-Dubois, S. et al.* A catalogue of stellar diameters and fluxes for mid-infrared interferometry // *MNRAS*. XII 2019. 490, 3. 3158–3176.
- Cruzalebes, P., Petrov, R.G.P., Robbe-Dubois, S. et al.* VizieR Online Data Catalog : MDFC Version 10 (Cruzalebes+, 2019) // *VizieR Online Data Catalog*. X 2019. II/361.
- Danilovich, T., Van de Sande, M., Plane, J.M.C. et al.* ATOMIUM : halide molecules around the S-type AGB star W Aquilae // *A&A*. XI 2021. 655. A80.
- De Beck, E., Decin, L., de Koter, A. et al.* Probing the mass-loss history of AGB and red supergiant stars from CO rotational line profiles. II. CO line survey of evolved stars : derivation of mass-loss rate formulae // *A&A*. XI 2010. 523. A18.
- Decin, L., Montargès, M., Richards, A.M.S. et al.* (Sub)stellar companions shape the winds of evolved stars // *Science*. IX 2020. 369, 6510. 1497–1500.
- Decin, L.* Evolution and Mass Loss of Cool Ageing Stars : a Daedalean Story // *ARA&A*. IX 2021. 59. 337–389.
- Deutsch, A.J.* The Circumstellar Envelope of Alpha Herculis. // *ApJ*. III 1956. 123. 210.
- Dharmawardena, T.E., Mairs, S., Scicluna, P. et al.* Betelgeuse Fainter in the Submillimeter Too : An Analysis of JCMT and APEX Monitoring during the Recent Optical Minimum // *ApJ*. VII 2020. 897, 1. L9.
- Dreyer, C., Hegmann, M. and Sedlmayr, E.* Circumstellar dust shells around long-period variables. IX. Dynamics of C-rich AGB star shells dominated by the exterior κ -mechanism // *A&A*. VI 2009. 499, 3. 765–771.
- Duchene, G., Berger, J.P., Zins, G. et al.* ASPRO and its user's support : the JMMC tools for preparing VLTI Observations // *SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*. XII 2004. 149.
- Dupree, A.K., Strassmeier, K.G., Matthews, L.D. et al.* Spatially Resolved Ultraviolet Spectroscopy of the Great Dimming of Betelgeuse // *The Astrophysical Journal*. VIII 2020. 899. 68. ADS Bibcode : 2020ApJ...899...68D.
- Duvert, G., Young, J. and Hummel, C.A.* OIFITS 2 : the 2nd version of the data exchange standard for optical interferometry // *A&A*. I 2017. 597. A8.

- Erickson, E.F.* Science instrument interfaces on SOFIA // Infrared Astronomical Instrumentation. 3354. VIII 1998. 930–939. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Eriksson, K., Gustafsson, B., Jorgensen, U.G. et al.* HCN and C₂H₂ in Carbon Stars // Observational Tests of the Stellar Evolution Theory. 105. I 1984. 199.
- Fitzpatrick, E.L.* Correcting for the Effects of Interstellar Extinction // PASP. I 1999. 111, 755. 63–75.
- Freytag, B., Liljegren, S. and Höfner, S.* Global 3D radiation-hydrodynamics models of AGB stars. Effects of convection and radial pulsations on atmospheric structures // A&A. IV 2017. 600. A137.
- Gaia Collaboration.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // A&A. VIII 2018. 616. A1.
- Gail, H.P. and Sedlmayr, E.* Physics and Chemistry of Circumstellar Dust Shells. 2013.
- Gobrecht, D., Cristallo, S., Piersanti, L. et al.* Nucleation of Small Silicon Carbide Dust Clusters in AGB Stars // ApJ. V 2017. 840, 2. 117.
- Groenewegen, M. A. T., Nanni, A., Cioni, M.-R. L. et al.* The VMC Survey - XXXVII. Pulsation periods of dust-enshrouded AGB stars in the Magellanic Clouds // A&A. 2020. 636. A48.
- Hadjara, M., Cruzalèbes, P., Nitschelm, C. et al.* A CO-multilayer outer atmosphere for eight evolved stars revealed with VLTI/AMBER // MNRAS. X 2019. 489, 2. 2595–2614.
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R.J.W. et al.* The Effects of Limb Darkening on Measurements of Angular Size with an Intensity Interferometer // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 06 1974. 167, 3. 475–484.
- Hansen, C.J., Kawaler, S.D. and Trimble, V.* Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution. 2004.
- Harper, G.M., DeWitt, C.N., Richter, M.J. et al.* SOFIA-EXES Observations of Betelgeuse during the Great Dimming of 2019/2020 // The Astrophysical Journal. IV 2020. 893. L23. ADS Bibcode : 2020ApJ...893L..23H.
- Harper, G.M., Guinan, E.F., Wasatonic, R. et al.* The Photospheric Temperatures of Betelgeuse during the Great Dimming of 2019/2020 : No New Dust Required // ApJ. XII 2020. 905, 1. 34.
- Harwit, M.* Astrophysical Concepts. 1988. (Astronomy and Astrophysics Library).
- Hayes, D.P.* Ordered linear polarization changes in Betelgeuse // ApJ. XI 1980. 241. L165–L168.
- Hensley, K.* Capturing Neutrinos from a Star’s Final Hours. IV 2018. 3466.
- Herbig, G.H.* VY Canis Majoris. III. Polarization and Structure of the Nebulosity. // ApJ. III 1972. 172. 375.
- Herbig, G.H.* The spectrum and structure of “Minkowski’s footprint” : M1-92. // ApJ. I 1975. 200. 1.
- Herwig, F.* Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars // ARA&A. IX 2005. 43, 1. 435–479.

- Hinkle, K., Wallace, L. and Livingston, W.* Infrared Atlas of the Arcturus Spectrum, 0.9-5.3 microns // PASP. XI 1995. 107. 1042.
- Hofmann, K.H., Heininger, M., Schertl, D. et al.* Image reconstruction method IRBis for optical/infrared long-baseline interferometry // Optical and Infrared Interferometry and Imaging V. 9907. VII 2016. 99073H. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Höfner, S. and Olofsson, H.* Mass loss of stars on the asymptotic giant branch. Mechanisms, models and measurements // A&A Rev.. I 2018. 26, 1. 1.
- Homan, W., Montargès, M., Pimpanuwat, B. et al.* ATOMIUM : A high-resolution view on the highly asymmetric wind of the AGB star π^1 Gruis. I. First detection of a new companion and its effect on the inner wind // A&A. XII 2020. 644. A61.
- Homan, W., Pimpanuwat, B., Herpin, F. et al.* ATOMIUM : The astounding complexity of the near circumstellar environment of the M-type AGB star R Hydrae. I. Morpho-kinematical interpretation of CO and SiO emission // A&A. VII 2021. 651. A82.
- Hron, J., Loidl, R., Hoefner, S. et al.* ISO-SWS spectra of the C-rich AGB star R Scl and dynamical model atmospheres // A&A. VII 1998. 335. L69–L72.
- Husser, T.O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S. et al.* A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra // A&A. V 2013. 553. A6.
- Iben, Icko, J.* Stellar Evolution Physics, Volume 1 : Physical Processes in Stellar Interiors. 2013.
- Ivezić, Z. and Elitzur, M.* Infrared imaging of late-type stars. // MNRAS. IV 1996. 279, 3. 1011–1018.
- Ivezić, Ž., Connolly, A.J., VanderPlas, J.T. et al.* Statistics, Data Mining, and Machine Learning in Astronomy : A Practical Python Guide for the Analysis of Survey Data. 2014.
- Ivezić, Z. and Elitzur, M.* Self-similarity and scaling behaviour of infrared emission from radiatively heated dust — I. Theory // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 06 1997. 287, 4. 799–811.
- Ivezic, Z., Nenkova, M. and Elitzur, M.* User Manual for DUSTY // arXiv e-prints. X 1999. astro-ph/9910475.
- Jencson, J.E., Pearson, J., Beasor, E.R. et al.* A Luminous Red Supergiant and Dusty Long-period Variable Progenitor for SN 2023ixf // arXiv e-prints. VI 2023. arXiv :2306.08678.
- Jordan, S., Werner, K. and O’Toole, S.J.* Discovery of magnetic fields in central stars of planetary nebulae // A&A. III 2005. 432, 1. 273–279.
- Joyce, M., Leung, S.C., Molnár, L. et al.* Standing on the Shoulders of Giants : New Mass and Distance Estimates for Betelgeuse through Combined Evolutionary, Asteroseismic, and Hydrodynamic Simulations with MESA // ApJ. X 2020. 902, 1. 63.
- Kellerer, A. and Tokovinin, A.* Atmospheric coherence times in interferometry : definition and measurement // A&A. I 2007. 461, 2. 775–781.

- Kervella, P., Montargès, M., Lagadec, E. et al.* The dust disk and companion of the nearby AGB star L₂ Puppis. SPHERE/ZIMPOL polarimetric imaging at visible wavelengths // *A&A*. VI 2015. 578. A77.
- Kiss, L.L., Szabó, G.M. and Bedding, T.R.* Variability in red supergiant stars : pulsations, long secondary periods and convection noise // *MNRAS*. XI 2006. 372, 4. 1721–1734.
- Knapp, G.R., Phillips, T.G. and Huggins, P.J.* Detection of CO emission at 1.3 millimeters from the Betelgeuse circumstellar shell. // *ApJ*. XI 1980. 242. L25–L28.
- Kravchenko, K., Jorissen, A., Van Eck, S. et al.* Atmosphere of Betelgeuse before and during the Great Dimming event revealed by tomography // *A&A*. VI 2021. 650. L17.
- Lagarde, S., Meilland, A., Lopez, B. et al.* MATISSE, the VLTI mid-infrared imaging spectro-interferometer at the time of the first published astrophysical results // *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VIII*. 12183. VIII 2022. 121830A. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Lambert, D.L., Brown, J.A., Hinkle, K.H. et al.* Carbon, nitrogen and oxygen abundances in Betelgeuse. // *ApJ*. IX 1984. 284. 223–237.
- Le Bertre, T., Matthews, L.D., Gérard, E. et al.* Discovery of a detached H I gas shell surrounding α Orionis // *MNRAS*. VI 2012. 422, 4. 3433–3443.
- Le Bertre, T.* Cool Stars Winds and Mass Loss : Observations // *Stellar Atmospheres : Theory and Observations*. 497. 1997. 133.
- Levesque, E.M. and Massey, P.* Betelgeuse Just Is Not That Cool : Effective Temperature Alone Cannot Explain the Recent Dimming of Betelgeuse // *ApJ*. III 2020. 891, 2. L37.
- Levesque, E.M., Massey, P., Olsen, K.A.G. et al.* The Effective Temperature Scale of Galactic Red Supergiants : Cool, but Not As Cool As We Thought // *ApJ*. VIII 2005. 628, 2. 973–985.
- Lopez, B., Lagarde, S., Petrov, R.G. et al.* MATISSE, the VLTI mid-infrared imaging spectro-interferometer // *A&A*. III 2022. 659. A192.
- Maercker, M., Brunner, M., Mecina, M. et al.* An independent distance estimate to the AGB star R Sculptoris // *A&A*. IV 2018. 611. A102.
- Maercker, M., Mohamed, S., Vlemmings, W.H.T. et al.* Unexpectedly large mass loss during the thermal pulse cycle of the red giant star R Sculptoris // *Nature*. X 2012. 490. 232–234.
- Maercker, M., Ramstedt, S., Leal-Ferreira, M.L. et al.* The detached dust shells around the carbon AGB stars R Sculptoris and V644 Scorpii // *A&A*. X 2014. 570. A101.
- Malbet, F. and Perrin, G.* Foreword : Proceedings of the Euro Summer School “Observation and Data Reduction with with the VLT Interferometer” (http://vltischool.obs.ujf-grenoble.fr) // *New A Rev.*. X 2007. 51, 8-9. 563–564.
- Mathis, J.S., Rumpl, W. and Nordsieck, K.H.* The size distribution of interstellar grains. // *ApJ*. X 1977. 217. 425–433.

- Mauron, N. and Josselin, E.* The mass-loss rates of red supergiants and the de Jager prescription // *A&A.* II 2011. 526. A156.
- McCarthy, D. W., J.* Interferometric measurements of flattened circumstellar envelopes // *IAU Colloq.* 50 : High Angular Resolution Stellar Interferometry. I 1979. 1–13.
- Men'shchikov, A.B., Balega, Y., Blöcker, T. et al.* Structure and physical properties of the rapidly evolving dusty envelope of <ASTROBJ>IRC +10 216</ASTROBJ> reconstructed by detailed two-dimensional radiative transfer modeling // *A&A.* III 2001. 368. 497–526.
- Millour, F., Berio, P., Heininger, M. et al.* Data reduction for the MATISSE instrument // *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V.* 9907. VIII 2016. 990723. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Millour, F.* All you ever wanted to know about optical long baseline stellar interferometry, but were too shy to ask your adviser // *New A Rev.* VI 2008. 52, 2-5. 177–185.
- Millour, F.A., Vannier, M. and Meilland, A.* Three recipes for improving the image quality with optical long-baseline interferometers : BFMC, LFF, and DPSC // *Optical and Infrared Interferometry III.* 8445. VII 2012. 84451B. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Milne, D.K. and Aller, L.H.* An average model for the galactic absorption // *AJ.* I 1980. 85. 17–21.
- Monnier, J.D., Berger, J.P., Le Bouquin, J.B. et al.* The 2014 interferometric imaging beauty contest // *Optical and Infrared Interferometry IV.* 9146. VII 2014. 91461Q. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Montargès, M., Cannon, E., Lagadec, E. et al.* The Great Dimming of Betelgeuse as seen by the VLT/VLTI // *SF2A-2021 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics.* Eds. : A. Siebert. XII 2021. 13–18.
- Mowlavi, N.* On the third dredge-up phenomenon in asymptotic giant branch stars // *A&A.* IV 1999. 344. 617–631.
- Neri, R., Kahane, C., Lucas, R. et al.* A (12) CO (J=1-> 0) and (J=2-> 1) atlas of circumstellar envelopes of AGB and post-AGB stars // *A&AS.* V 1998. 130. 1–64.
- Nhung, P.T., Hoai, D.T., Darriulat, P. et al.* EP Aquarii : a new picture of the circumstellar envelope // *arXiv e-prints.* IV 2023. arXiv :2304.01520.
- Nowotny, W., Höfner, S. and Aringer, B.* Line formation in AGB atmospheres including velocity effects. Molecular line profile variations of long period variables // *A&A.* V 2010. 514. A35.
- Ochsenbein, F., Bauer, P. and Marcout, J.* The VizieR database of astronomical catalogues // *A&AS.* IV 2000. 143. 23–32.
- Paladini, C., Aringer, B., Hron, J. et al.* Interferometric properties of pulsating C-rich AGB stars. Intensity profiles and uniform disc diameters of dynamic model atmospheres // *A&A.* VII 2009. 501, 3. 1073–1085.

- Parker, Q.A., Acker, A., Frew, D.J. et al.* The Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebula Catalogue : MASH // MNRAS. XI 2006. 373, 1. 79–94.
- Parthasarathy, M.* Evolution of low mass stars : AGB to PN // Bulletin of the Astronomical Society of India. I 1998. 26. 503.
- Perrin, G., Ridgway, S.T., Mennesson, B. et al.* Unveiling Mira stars behind the molecules. Confirmation of the molecular layer model with narrow band near-infrared interferometry // A&A. X 2004. 426. 279–296.
- Petrov, R.G., Allouche, F., Matter, A. et al.* Commissioning MATISSE : operation and performances // Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII. 11446. XII 2020. 114460L. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Powell, M.* A View of Algorithms for Optimization Without Derivatives // Mathematics TODAY. 01 2007. 43.
- Prinja, R.K., Massa, D.L. and Cantiello, M.* Looking Deep into the Cat's Eye : Structure and Rotation in the Fast Wind of the PN Central Star of NGC 6543 // ApJ. XI 2012. 759, 2. L28.
- Raskin, G., van Winckel, H., Hensberge, H. et al.* HERMES : a high-resolution fibre-fed spectrograph for the Mercator telescope // A&A. II 2011. 526. A69.
- Rayleigh.* XXXI. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1879. 8, 49. 261–274.
- Riebel, D., Srinivasan, S., Sargent, B. et al.* The Mass-loss Return from Evolved Stars to the Large Magellanic Cloud. VI. Luminosities and Mass-loss Rates on Population Scales // ApJ. VII 2012. 753, 1. 71.
- Robbe, S.* Mise en operation de l'interferometre stellaire asservi i2t+assi. 1996. 272 P. Thèse de doctorat dirigée par Rabbia, Yves Terre, océan, espace Nice 1996.
- Robitaille, T.P., Whitney, B.A., Indebetouw, R. et al.* Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. I. A Grid of 200,000 YSO Model SEDs // ApJS. XII 2006. 167, 2. 256–285.
- Sacuto, S., Aringer, B., Hron, J. et al.* Observing and modeling the dynamic atmosphere of the low mass-loss C-star R Sculptoris at high angular resolution // A&A. Jan 2011. 525. A42.
- Safonov, B., Dodin, A., Burlak, M. et al.* Differential Speckle Polarimetry of Betelgeuse in 2019-2020 : the rise is different from the fall // arXiv e-prints. V 2020. arXiv :2005.05215.
- Sagan, C., Peters, D. and Dumas, M.* Cosmos. 1981.
- Sahai, R., Morris, M.R. and Villar, G.G.* Young Planetary Nebulae : Hubble Space Telescope Imaging and a New Morphological Classification System // AJ. IV 2011. 141, 4. 134.
- Samus, N.N., Kazarovets, E.V., Durlevich, O.V. et al.* VizieR Online Data Catalog : General Catalogue of Variable Stars (Samus+, 2007-2017) // VizieR Online Data Catalog. I 2009. B/gcvs.
- Sanner, F.* Mass loss in the red giants and supergiants. // ApJ. II 1976. 204. L41–L45.

- Schuster, A.* An Introduction to the Theory of Optics. 1904.
- Schwarzschild, M.* On the scale of photospheric convection in red giants and supergiants. // *ApJ*. I 1975. 195. 137–144.
- Skilling, J. and Bryan, R.K.* Maximum entropy image reconstruction : general algorithm // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 11 1984. 211, 1. 111–124.
- Smith, N., Hinkle, K.H. and Ryde, N.* Red Supergiants as Potential Type II_n Supernova Progenitors : Spatially Resolved 4.6 μm CO Emission Around VY CMa and Betelgeuse // *AJ*. III 2009. 137, 3. 3558–3573.
- Soszyński, I., Olechowska, A., Ratajczak, M. et al.* Binarity as the Origin of Long Secondary Periods in Red Giant Stars // *ApJ*. IV 2021. 911, 2. L22.
- Sparrow, C.M.* On Spectroscopic Resolving Power // *ApJ*. IX 1916. 44. 76.
- Straniero, O., Chieffi, A., Limongi, M. et al.* Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars // *ApJ*. III 1997. 478, 1. 332–339.
- Sutton, E.C., Betz, A.L., Storey, J.W.V. et al.* The brightness distribution of IRC +10216 at 11 microns. // *ApJ*. VI 1979. 230. L105–L108.
- Thiébaud, E.* MIRA : an effective imaging algorithm for optical interferometry // *Optical and Infrared Interferometry*. 7013. VII 2008. 70131I. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).
- Tielens, A.G.G.M.* The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. 2005.
- Tielens, A.G.G.M., Waters, L.B.F.M. and Bernatowicz, T.J.* Origin and Evolution of Dust in Circumstellar and Interstellar Environments // *Chondrites and the Protoplanetary Disk*. 341. XII 2005. 605. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
- Tremblay, P.E., Ludwig, H.G., Freytag, B. et al.* Granulation properties of giants, dwarfs, and white dwarfs from the CIFIST 3D model atmosphere grid // *A&A*. IX 2013. 557. A7.
- VanderPlas, J.T.* Understanding the Lomb-Scargle Periodogram // *ApJS*. V 2018. 236, 1. 16.
- Wannier, P.G., Leighton, R.B., Knapp, G.R. et al.* High-resolution observations of CO in IRC +10216 and three related objects. // *ApJ*. V 1979. 230. 149–155.
- Whitelock, P.A., Feast, M.W., Marang, F. et al.* Near-infrared photometry of carbon stars // *MNRAS*. VI 2006. 369, 2. 751–782.
- Wickramasinghe, N.C., Donn, B.D. and Stecher, T.P.* A Mechanism for Mass Ejection in Red Giants // *ApJ*. XI 1966. 146. 590.
- Wittkowski, M., Hofmann, K.H., Höfner, S. et al.* Aperture synthesis imaging of the carbon AGB star R Sculptoris. Detection of a complex structure and a dominating spot on the stellar disk // *A&A*. May 2017. 601. A3.

- Wood, P.R., Alcock, C., Allsman, R.A. et al.* MACHO observations of LMC red giants : Mira and semi-regular pulsators, and contact and semi-detached binaries // *Asymptotic Giant Branch Stars*. 191. I 1999. 151.
- Yasuda, Y. and Kozasa, T.* Formation of SiC Grains in Pulsation-enhanced Dust-driven Wind around Carbon-rich Asymptotic Giant Branch Stars // *ApJ*. II 2012. 745, 2. 159.
- Zernike, F.* The concept of degree of coherence and its application to optical problems // *Physica*. VIII 1938. 5, 8. 785–795.
- Zhao-Geisler, R., Quirrenbach, A., Köhler, R. et al.* Dust and molecular shells in asymptotic giant branch stars // *A&A*. IX 2012. 545. A56.
- ten Brummelaar, T.A. and McAlister, H.A.* Optical and Infrared Interferometers // *Planets, Stars and Stellar Systems*. Volume 1 : Telescopes and Instrumentation. 2013. 241.
- von Helden, G., Tielens, A.G.G.M., van Heijnsbergen, D. et al.* Titanium Carbide Nanocrystals in Circumstellar Environments // *Science*. IV 2000. 288, 5464. 313–316.