



HAL
open science

Évolution stellaire en rotation rapide. Apports de l'interférométrie et de l'astérosismologie

Kévin Bouchaud

► **To cite this version:**

Kévin Bouchaud. Évolution stellaire en rotation rapide. Apports de l'interférométrie et de l'astérosismologie. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Côte d'Azur, 2020. Français. NNT : 2020COAZ4009 . tel-03197872

HAL Id: tel-03197872

<https://theses.hal.science/tel-03197872>

Submitted on 14 Apr 2021

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

Évolution stellaire en rotation rapide : apports de l'interférométrie et de l'astérosismologie

Kévin BOUCHAUD

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

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

Thèse dirigée par Armando DOMICIANO DE SOUZA et Daniel Roy REESE

Soutenue le : 5 Mars 2020

Devant le jury composé de :

<i>Président du jury :</i>	Michel RIEUTORD	- Professeur
<i>Rapporteurs :</i>	David MOUILLET	- Astronome
	Juan Carlos SUÁREZ	- Enseignant-Chercheur
<i>Examineurs :</i>	Conny AERTS	- Professeur
	Marie-Jo GOUPIL	- Astronome
	Denis MOURARD	- Astronome
<i>Directeur :</i>	Armando DOMICIANO DE SOUZA	- Astronome Adjoint
<i>Co-Directeur :</i>	Daniel Roy REESE	- Astronome Adjoint

Résumé

Des raies spectrales aux fréquences d'oscillation des pulsations qui les parcourent, la rotation des étoiles laisse des traces de sa présence dans tous les types d'observation. C'est notamment l'interférométrie qui a ouvert la porte sur la rotation rapide, en faisant passer l'étoile d'un point à une source étendue. La détermination des paramètres physiques de l'étoile à partir de ces observations dépend cependant des modèles utilisés pour décrire la surface de l'étoile, une description physique complète de l'étoile reposant sur l'union de modèles d'intérieur stellaire et de modèles d'atmosphère. Les études ayant déterminé l'aplatissement extrême et autres paramètres physiques de rotateurs rapides reposent sur l'utilisation de modèles simplifiés qui imposent des limites à la validité de la méthode, et suggèrent un passage obligé à l'utilisation de modèles d'intérieur complets. j'ai utilisé les modèles produits par le code 2D ESTER pour étudier la rotation des étoiles, profitant des multiples techniques d'observation que sont l'interférométrie, la spectroscopie, et l'astérosismologie pour déterminer les paramètres fondamentaux d'Altaïr, étoile proche en rotation rapide, tels que sa masse ou son stade évolutif.

J'ai pour cela élaboré un code numérique permettant l'interface entre les modèles ESTER et des modèles d'atmosphère (PHOENIX dans ce travail de thèse). Après avoir interpolé les valeurs des paramètres de surface du modèle voulu à partir d'une grille préalablement calculée, celles-ci sont utilisées pour construire des cartes d'intensité monochromatiques de la surface visible de l'étoile grâce aux intensités spécifiques PHOENIX. Les observables interférométriques et le spectre sont ensuite calculés à partir de ces cartes d'intensité, puis comparées aux données d'observation par une méthode de minimisation de χ^2 .

La détermination des paramètres fondamentaux d'Altaïr fut décomposée en plusieurs parties, les données ne permettant pas une détermination simultanée de tous ces paramètres. L' ω – model, modèle d'assombrissement centre-bord associé à un modèle de Roche, fut d'abord utilisé pour déterminer le rayon équatorial, la vitesse de rotation angulaire à l'équateur, l'inclinaison et l'angle de position de l'étoile, avec les seules données interférométriques du VLTI (PIONIER et GRAVITY). Le modèle obtenu fut utilisé pour reproduire la raie du MgII d'un spectre ELODIE et contraindre la métallicité de l'atmosphère. L' ω – model a ensuite été remplacé par les modèles ESTER, et les données interférométriques ont été reproduites conjointement avec le spectre pour tenter de contraindre la masse M de l'étoile, sa métallicité « intrinsèque » Z (examinée indépendamment de la métallicité de l'atmosphère), et la quantité d'hydrogène en son cœur, X_c , indicative de son stade évolutif. De fortes corrélations entre ces 3 paramètres furent obtenues, mais la reproduction des fréquences d'oscillations observées (WIRE) grâce au code TOP permis de contraindre la masse, imposant au passage une fraction d'hydrogène dans l'enveloppe X supérieure à la valeur initialement utilisée, afin de conserver un rapport X_c/X physiquement réaliste. La non-unicité de la solution souligne l'importance d'une détermination précise de la composition chimique de l'étoile basée sur de multiples raies d'absorption ; il est néanmoins intéressant que quelle que soit la valeur de X , X_c en est très proche, indiquant qu'Altaïr est une étoile jeune, proche de la ZAMS, contrairement à ce que les premières études d'Altaïr laissaient penser.

Abstract

From the spectral lines to the frequencies of their pulsations, rapidly rotating stars exhibit signs of that rotation in all kinds of observations. Interferometry especially allowed us to study local effects of rotation by turning stars from points to extended sources. The determination of stellar physical parameters from these observations depends however on the models used to describe the stellar surface, and a complete representation of the star relies on the union of stellar interior models and atmosphere models. The studies which determined the extreme flattening and other physical parameters of rapid rotators rest upon the use of simplified models which limit the validity of the method, and point toward the necessity of upgrading to full 2D interior models. I used the models produced by the 2D code ESTER to study rapid rotation, taking advantage of multiple observation techniques, namely interferometry, spectroscopy and seismology to determine the fundamental parameters of Altair, a neighbouring rapidly rotating star, such as its mass and its evolutionary stage.

To accomplish this I wrote a numerical code which handles the interfacing of internal structure models and atmosphere models (PHOENIX in this work). After interpolating the surface parameters of a selected model from a grid of pre-computed models, monochromatic intensity maps of the visible surface of the star are computed from these parameters using theoretical specific intensities. Interferometric observables and spectra are then computed from these maps and compared to observed data via a χ^2 minimisation scheme.

The characterisation of Altair was broken down into several parts, as simultaneously determining all its fundamental parameters was not possible with the available data. The ω – model, a gravity darkening model coupled with a Roche mass distribution, was first used to find the equatorial radius, equatorial angular rotation velocity, inclination, and position angle of the star, analysing only the VLTI interferometric data (PIONIER and GRAVITY). The obtained model was also used to reproduce the MgII line of an ELODIE spectrum, and thus constrain the atmosphere's metallicity. The ω – model was then replaced with ESTER models, and both interferometric and spectroscopic data were jointly reproduced to try to determine the mass M of the star, its "intrinsic" metallicity Z (examined independently from the atmospheric one), and the core hydrogen content, X_c , indicative of its evolutionary stage. Strong correlations between these 3 parameters were found, but the successful reproduction of Altair's observed pulsation frequencies (WIRE) with the TOP code allowed us to constrain the mass, although the bulk hydrogen content needed to be increased to keep a physically realistic ratio X_c/X . A relation between M , Z , X and X_c was thus obtained, but the non-unicity of the solution underlines the importance of an accurate constraint on the stars chemical composition, based on multiple absorption lines. It is nonetheless interesting that, whatever the value of X is, X_c is very close to it, suggesting that Altair is a young star close to the ZAMS, in contradiction with earlier studies.

Remerciements

Voilà, c'est la fin. Le proverbe "le plus dur est de commencer" ne s'applique clairement pas au doctorat. Je me retrouve en ce soir de soumission du manuscrit avec beaucoup d'heures de sommeil en manque, les paupières qui tremblent, mais un sentiment de délivrance difficile à imaginer. La rédaction aura été difficile, pour un résultat cependant pas piqué des hannetons. J'en suis assez fier, mais ne serais jamais arrivé là tout seul. Certaines personnes seront oubliées dans les remerciements, comme toujours, ne le prenez pas personnellement, je me souviendrai de vous pendant au moins quelques mois !

Je tiens évidemment à remercier en premier lieu mes directeurs de thèse, Armando et Daniel. Vous m'avez guidé durant ces trois années de façon exemplaire, soit en direct, soit à distance. Vous m'avez enseigné de nombreuses choses, plusieurs fois (j'apprends vite, mais il faut m'expliquer longtemps), toujours avec bienveillance. Vous m'avez conseillé, soutenu, encouragé dans les moments compliqués (oui c'est toi que je regarde, Bouchaud et al. 2020). J'étais entre de bonnes mains autant à Nice qu'à Meudon, et vous suis extrêmement reconnaissant pour toute l'aide et le savoir que vous m'avez apportés ces trois dernières années. Michel également, sans qui je n'aurais pas travaillé sur ce projet. Tu m'as encadré en stage, puis offert cette thèse. Tu m'as conseillé à distance tout au long de la thèse, et apporté tes lumières de nombreuses fois. Tout comme mes directeurs de thèse, tu m'as guidé avec bienveillance jusqu'au bout, et je t'en remercie.

Je remercie bien sûr les membres de mon jury de thèse, autant mes rapporteurs Juan Carlos et David d'avoir accepté de lire ce manuscrit, que mes examinateurs et examinatrices Denis, Marie-Jo et Conny, de bien vouloir m'écouter parler pendant 45 longues minutes. Merci également aux observatoires de la côte d'azur et de Paris et les laboratoires Lagrange et LESIA de m'avoir permis d'effectuer ma thèse en leur sein, et à l'EDSFA (notamment sa directrice) d'avoir géré ma formation doctorale. Merci au "referee" de mon article pour son retour positif et ses conseils pertinents, et à Pierre Kervella qui a nettement contribué à la qualité de cet article.

Quitte à commencer par le cadre professionnel, autant continuer :

À Valrose, Je remercie Khalil, mon co-bureau, mais également tout le 4^e étage qui a bien voulu m'accueillir dans le cercle fermé de l'équipe Signal. Particulièrement Rémi, pour ses conseils de programmation, et Mamadou, toujours souriant, que j'ai aidé comme j'ai pu dans la gestion des séminaires. Merci à Nicolas pour sa gestion de l'équipe, et aux différents membres des comités de suivi de thèse pour leurs conseils. Je remercie également tous mes compagnons de repas pour les discussions enthousiasmées auxquelles j'ai assisté, surtout quand Alban était présent. J'en profite d'ailleurs pour remercier les doctorants qui m'ont accompagné pour ce bout de chemin que j'ai effectué à Nice, Romain, Marc-Antoine, Alban, et tous les autres, même ceux du Mont-Gros, que je connais pourtant si peu. Comme l'a dit un jour le vénéré Bilbo Baggins, "Je ne connais pas la moitié d'entre vous à moitié autant que je le voudrais ; et j'aime moins de la moitié d'entre vous à moitié autant que vous le méritez". Merci aux Wathermelons d'avoir mis l'ambiance aux soirées de l'observatoire, et à Khaled pour ses repas et pots de qualité et l'ambiance chaleureuse qu'il instaure au restaurant.

À Meudon, je remercie toute l'équipe Physique stellaire que j'ai côtoyée pendant la deuxième moitié de ma thèse. Benoit pour son humour ravageur (littéralement), ses connaissances sur tous sujets, et pour m'avoir invité avec le reste de l'équipe à déguster de bons petits plats faits maison. Kévin (le vrai) pour sa bienveillance et ses mots encourageants (témoignage non contractuel). J'espère que tu arriveras à faire pousser des tomates un jour. Rhita pour sa bonne humeur et son radiateur d'appoint, soutien indispensable à la survie dans l'hiver Meudonnais, qui vaut bien le prêt occasionnel d'un câble ou deux. Coralie pour avoir tenté tant bien que mal de me donner un coup de fouet durant la période de rédaction. Et tous les autres avec qui j'ai eu le plaisir de discuter à table ou autour d'un pot (assez souvent donc). Et merci aux doctorants qui sont passés par là avant moi, Charlotte, Victor et Steven, ainsi que les nouveaux, Pierre et Guillaume, qui remplissent un tableau d'équations en moins de temps qu'il n'en faut pour dire "Guillaume, arrête de parler et finis ton assiette!". Merci à l'équipe du restaurant pour ses plats variés et copieux (mais sans chocolat surtout, hein Daniel!). Enfin, merci aux membres du club Jeux de Société, qui m'ont permis de découvrir de nombreux jeux aussi complexes qu'intéressants !

Je tiens à adresser un énorme merci aux équipes de gestion administrative des deux laboratoires. Vous faites tourner la boutique, vous nous aidez pour toutes les démarches, faites tout pour nous faciliter la tâche autant que possible, et je ne suis pas sûr qu'on vous dise suffisamment souvent que sans vous, le laboratoire ne pourrait fonctionner.

Maintenant, d'un côté plus personnel, je tiens à remercier différentes personnes qui m'ont soutenu pendant ces trois années et bien plus longtemps pour beaucoup d'entre elles :

Tout d'abord ma famille, mes cousins/cousines et grands-parents, mais surtout mes parents et ma soeur. Mes parents qui m'ont permis d'effectuer ces longues études en m'encourageant du début à la fin, quels que soient mes choix. Qui m'ont aidé financièrement, moralement, physiquement (7 appartements en 8 ans, ça en fait des déménagements !), et que je ne pourrai jamais assez remercier. Et ma soeur, qui m'a également soutenu tout le long, et me place sur un piedestal malgré tout ce qu'elle a accompli autant d'un point de vue personnel que professionnel, et dont je suis extrêmement fier !

Ensuite, mes amis. Nicolas et Lisa, chez qui je passe à la fois beaucoup de temps et bien trop peu. Cette deuxième moitié de thèse en région parisienne fut remplie de cinéma, jeux de société, escape game, soirées, et bien plus encore grâce à vous, et j'aime à penser que cette habitude perdurera. Les amis de 7 Wonders dont vous faites partie, aux côtés de Dylou, Camille, Marie, Claire et JBae, ont pimenté ma vie parisienne, à coups de raclettes et soirées levalloisiennes, compléments nécessaires à une activité professionnelle saine et supportable (pour moi en tout cas).

Rémy, mon ami, mon frère, que je critique autant que j'aime. Tu m'as embarqué dans de nombreuses aventures, la coloco, les road trips, les plans foireux (SURTOUT les plans foireux), toujours avec un optimisme sans faille. Tu m'as toujours inclus dans tes excursions, tes soirées, et j'espère que cela continuera, quel que soit le pays obscur dans lequel tu iras prochainement.

Gallounette, mon binôme favori de badminton, qui m'a rendu un peu plus écolo de par ses convictions inébranlables. La lecture de vos escapades en Amérique du Sud (avec Batou) m'a permis de rêver un peu pendant 6 mois, en attendant d'y aller moi-même un jour !

Alexandre, le seul à qui je peux parler à profusion de manga, jeux vidéo, films d'animation, Japon(ais), sans retenue. Toi et Charly avez entamé un doctorat en physique avec beaucoup d'ardeur et de passion, et j'attends de grandes choses de vous deux !

Alexandre (l'autre), qui m'a appris qu'on pouvait avoir la classe en dansant les claquettes, et qui aurait sans aucun doute fini à Gryffondor s'il avait reçu une certaine lettre le jour de ses 11 ans.

Jordan, dont la sagacité et l'espièglerie ont pimenté les repas et les pauses au labo, et qui m'a fait redécouvrir les quiz dans un bar qui m'avaient tant manqués.

Mes colocataires, Pierre, Clément, Daniel, Anicet et Beth, qui remplissent mon quotidien d'une présence réconfortante, de discussions intéressantes (parfois) et de

vaisselle sale, depuis un an et demi déjà. Merci également aux 17 autres avec qui je partage cette maison, qui ne perdent pas une occasion d'y mettre un peu de vie !

Enfin, le meilleur pour la fin (et je vais m'attirer les foudres de certaines personnes en disant cela) : Anthony, Florian et Clément. Vous m'avez accompagné pendant ces trois ans, mes frères d'armes, sur place ou à distance, et votre amitié est ce que j'aurais retiré de plus important de cette thèse, plus que tout savoir sur les étoiles en rotation rapide (qui sont pourtant vachement intéressantes). D'abord Anto, mon mentor, compagnon de repas et pauses à Valrose, dont les moqueries ont été un moteur efficace à mon apprentissage de l'astrophysique en général, et surtout de l'interférométrie. Flo, qui m'a tant apporté niveau musique (#ToolToolTool), et qui partage mon aversion pour les fotes d'orthographe. Que notre amitié soit plus solide que nos genoux. Et Clément, second mentor, le cadon de la programmation, qui m'a offert le gîte et le couvert plus d'une fois, et a potentiellement sauvé ma thèse en m'aidant à trouver ces rognudjuu d'erreurs (d'après le grand poète Prunelle) dans ma bibliographie. Nos soirées jeux de société jusqu'à 5h du matin, quiz au Blue Whales (CheezyChips FTW), et autres débats endiablés sur maints sujets importants (à nos yeux) ont rendu ce séjour dans une ville où je ne connaissais personne plus qu'agréable, mémorable. La frontière entre le personnel et le professionnel est cependant très floue avec vous, car vous m'avez aidé dans ma thèse, conseillé, motivé, rassuré, encouragé, de façon que seul un autre thésard peut le faire, et comme l'a dit Florian dans ses propres remerciements, quelques lignes ne suffisent pas à vous exprimer ma gratitude. Et merci à Jerem, Steph et Mel de veiller sur eux en mon absence.

Avant de passer à mon travail de thèse (oui je sais c'est trop long), j'ai une pensée particulière pour trois artistes : Tool, mon groupe préféré, qui a eu l'excellente idée de sortir leur nouvel album après 13 ans d'attente au début de la rédaction de cette thèse, album d'une qualité encore meilleure que je ne l'espérais, et que j'ai écouté plus que de raison ces derniers mois (et probablement les prochains à venir). Genesis, dont l'excellentissime concert au Wembley Stadium (1987) a tourné en boucle sur mon deuxième écran jusqu'à la dernière semaine de rédaction. Pendant celle-ci, c'est Al Stewart qui m'a accompagné en musique dans les heures les plus sombres, jours et nuits, avec ses compositions aussi originales que mélodieuses.

Promis, j'arrête ici. Plongez dans l'introduction, lisez ce manuscrit jusqu'à ce que vous n'en puissiez plus, après quoi je vous conseille "Les chroniques du tueur de roi" de Patrick Rothfuss, oeuvre bien plus attrayante, j'en conviens.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Effets de la rotation sur l'étoile	2
1.1.1	Structure interne	3
1.1.2	Pulsations	7
1.1.3	Perte de masse et évolution	13
1.2	Signatures observationnelles	17
1.2.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell	17
1.2.2	Spectroscopie	21
1.2.3	Interférométrie optique à longue base	27
1.2.4	Astérosismologie	33
1.3	Modélisation	34
1.4	Description du projet de thèse	36
2	Associer modèles stellaires et modèles d'atmosphère : ESTERIAS	37
2.1	ESTER et ω – model	37
2.1.1	ESTER	38
2.1.2	ω – model	44
2.2	ESTERIAS	47
2.2.1	Surface stellaire	47
2.2.2	Modèles d'atmosphère et cartes d'intensité	51
2.2.3	Calcul des observables interférométriques et spectroscopiques	58
2.2.4	Comparaison aux données observationnelles : ajustement de modèles	63
3	Étude d'Altair	69
3.1	État des connaissances	69
3.2	Données observationnelles	73
3.2.1	Interférométrie	73
3.2.2	Spectroscopie	75
3.2.3	Sismologie	78
3.3	Interférométrie avec ω – model	79
3.4	ESTER	84
3.5	Distribution Spectrale d'Énergie	89
3.6	Astérosismologie	90

3.7	Modèle optimal	97
3.8	Analyse des résultats	100
3.8.1	Rayon	101
3.8.2	Angle de position	107
3.8.3	Ω , i , et $v \sin i$	107
3.8.4	Masse	107
3.8.5	Z , X , et X_c	108
3.8.6	Température	109
3.8.7	$[M/H]$	110
3.9	Discussion	111
3.9.1	Convection en surface à l'équateur	111
3.9.2	Géométrie des modèles d'atmosphère	112
4	Conclusion et Perspectives	117
	Annexe A Grille de modèles ESTER	121
	Annexe B Codes, bases de données, et autres références	125
B.1	Modélisation	125
B.2	Langages informatiques	125
B.3	Données d'observation	126
B.3.1	Interférométrie	126
B.3.2	Spectroscopie	126
B.3.3	Sismologie	126
	Bibliographie	127

Introduction

” *True education is a kind of never ending story — a matter of continual beginnings, of habitual fresh starts, of persistent newness.*

— J. R. R. Tolkien

La rotation affecte la vie des étoiles de diverses façons. De sa forme globale à sa composition chimique de surface, en passant par sa perte de masse, l'étoile subit de grandes modifications autant dans sa structure interne qu'en surface. Ceci est d'autant plus vrai que sa vitesse de rotation est élevée. La plupart de ces phénomènes sont encore mal compris, et leur intégration dans les différents modèles numériques est compliquée et repose sur de nombreuses hypothèses simplificatrices. Or, ces modèles sont les meilleurs outils à notre disposition pour interpréter les données observationnelles de plus en plus précises auxquelles nous avons accès dans des domaines tels que l'interférométrie, ou l'astérosismologie. Une meilleure compréhension des phénomènes dus à la rotation passe par la combinaison de multiples techniques d'observation et de modélisation, chacune apportant des contraintes sur un aspect différent du phénomène. C'est dans ce contexte que cette thèse a été conduite, avec pour objectif l'amélioration de nos connaissances sur la rotation stellaire, à travers l'étude complète d'une étoile proche en rotation rapide. Ceci en associant modèles d'intérieur stellaire et modèles d'atmosphère afin d'interpréter les données interférométriques, spectroscopiques et sismiques récoltées ces dernières années.

Ce premier chapitre est dédié à la description des effets de la rotation sur les étoiles et la façon de les analyser. Les effets physiques sur l'étoile sont d'abord présentés, suivis des signatures observationnelles de la rotation suivant les différentes méthodes d'observation, et enfin les solutions pour modéliser les étoiles en rotation rapide sont détaillées.

1.1 Effets de la rotation sur l'étoile

Toutes les étoiles tournent sur elles-mêmes. En fait, tout astre résultant de la contraction gravitationnelle d'un nuage de gaz et de poussières finit irrémédiablement par tourner sur lui-même, par conservation du moment cinétique total du nuage. C'est bien sûr le cas des étoiles, mais également des planètes, des galaxies, et autres objets peuplant l'univers visible. La vitesse à laquelle ces astres tournent sur eux-mêmes est cependant très variable d'un individu à un autre, et ce au sein d'une même famille. En ce qui concerne les étoiles, car c'est le sujet de cette thèse, la vitesse de rotation à l'équateur projetée sur la ligne de visée, $v \sin i$, varie de presque 0¹ à près de 600 km s^{-1} . L'étude dont provient ce résultat, effectuée par ROYER (2009), a démontré non seulement les variations importantes de vitesse de rotation d'une étoile à une autre, mais également la distribution particulière de ces vitesses suivant le type spectral des étoiles. Le type spectral d'une étoile est une "étiquette", composée d'une lettre et d'un chiffre, qui permet de la classer selon sa température de surface (ou sa couleur), liée à sa masse initiale. Ce système est dû en grande partie au travail d'Annie Jump Cannon, dont la classification des différents types de spectres est à la base de la classification de Harvard, toujours utilisée à l'heure actuelle. Ses travaux sont rassemblés sous la forme du Catalogue Henry Draper (HD) publié entre 1918 et 1924. Dans ce système, les étoiles étaient initialement classées dans 7 catégories principales, associées aux lettres OBAFGKM, dans un ordre décroissant de température. Chacune de ces catégories est divisée en 10 sous-catégories, numérotées de 0 à 10, toujours en ordre décroissant de température. De nouvelles lettres (W et LTY) ont depuis été ajoutées afin d'englober les étoiles spéciales que sont les LBV (Luminous Blue Variables) et WR (Wolf-Rayet), du côté des masses les plus élevées, et les naines brunes, à l'opposé du spectre. Dans cette classification, le Soleil est une étoile de type G2, correspondant à sa température de surface d'environ 5777 K (PAVLENKO et al., 2012). La Fig. 1.1 montre la distribution des vitesses de rotation projetées d'un grand nombre d'étoiles de tous types spectraux. Cette figure indique clairement que la vitesse de rotation augmente avec la masse initiale de l'étoile, du moins jusqu'aux étoiles de type B, les plus rapides. Au delà, la vitesse moyenne diminue légèrement, potentiellement à cause de la perte de masse causée par les vents stellaires extrêmement puissants des étoiles les plus massives, qui cause une éjection de moment angulaire suffisante pour limiter la rotation.

Il devient évident d'après ces données qu'une proportion non négligeable des étoiles de type spectral plus précoce que G possède une vitesse de rotation suffisamment élevée pour avoir des effets significatifs sur la structure et l'évolution de ces étoiles, effets que nous allons maintenant décrire.

1. La période de rotation de l'étoile HD108 a par exemple été mesurée à environ 56 ans, pour une vitesse de rotation d'environ 0.05 km s^{-1} (NAZÉ et al., 2001).

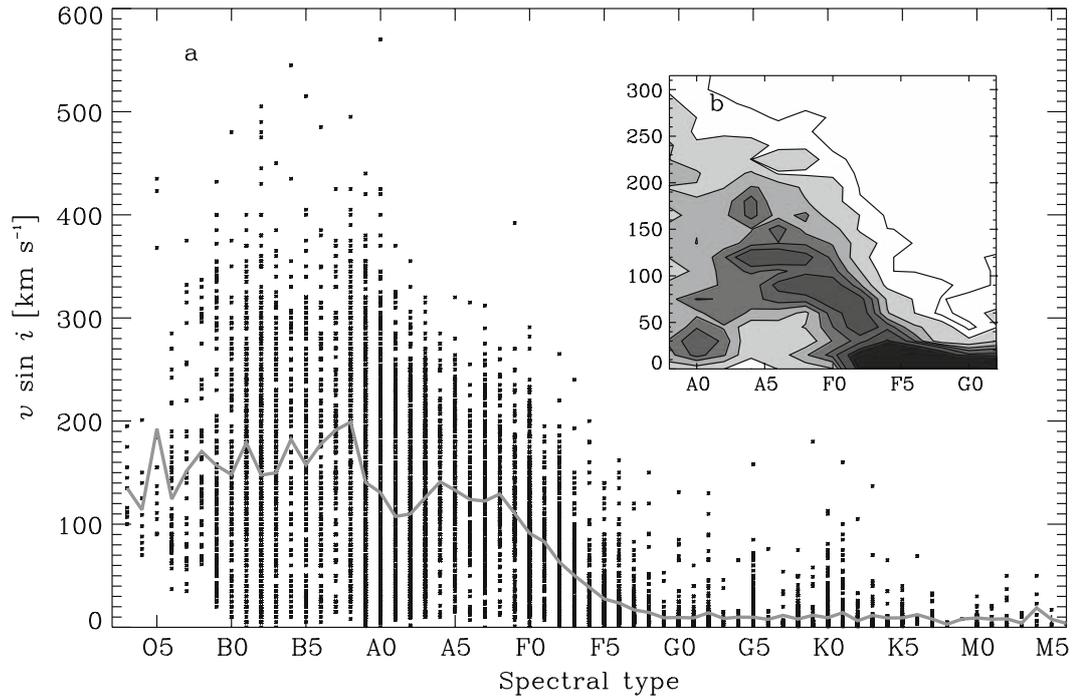


Fig. 1.1.: *a* : Distribution de la vitesse de rotation projetée d'un échantillon d'étoiles de type spectral O à M. La ligne continue indique la moyenne de chaque colonne. *b* : Zoom sur le graphique *a* dans la région A0 à G0. Les contours représentent ici la concentration des points de donnée, les zones foncées indiquant les concentrations les plus élevées. Crédit ROYER (2009).

1.1.1 Structure interne

En premier lieu, la structure interne de l'étoile est affectée par la rotation, du moins au delà d'un certain seuil de vitesse. L'effet le plus simple à comprendre est l'aplatissement de l'étoile. Sans rotation, l'équilibre hydrostatique de l'étoile lui impose une forme sphérique. En effet, dans ce cas, les seules forces subies par un élément de volume dans l'étoile sont les forces de pression (du gaz et radiative) et de gravité, et l'équilibre hydrostatique est atteint si

$$\nabla P = -\rho \mathbf{g}, \quad (1.1)$$

où ∇P est le gradient de pression, ρ est la masse volumique, et \mathbf{g} l'accélération gravitationnelle. On néglige ici les forces résultant d'un champ magnétique ou de mouvements de convection, approximation valable pour des masses supérieures à environ $2 M_{\odot}$, ces étoiles possédant une enveloppe entièrement radiative (à l'exception de minces couches convectives sous la surface pour les moins massives), et la plupart ne possédant pas de champ magnétique important. Les pertes de masse à la surface de l'étoile sont également négligées, hypothèse valide pour des étoiles de type spectral plus précoce que B. La gravité est ici isotrope et dirigée vers le cœur de l'étoile, qui prend donc une forme sphérique. Quand la rotation accélère, la force

centrifuge subie par la matière composant l'étoile devient non négligeable. Celle-ci s'exprime comme

$$\mathbf{F}_{\text{cent}} = \Omega^2 r \sin \theta \mathbf{e}_s, \quad (1.2)$$

avec Ω la vitesse de rotation angulaire, r la distance au centre de l'étoile, θ la co-latitude (angle entre le vecteur position et l'axe polaire de l'étoile), et \mathbf{e}_s le vecteur radial du système de coordonnées cylindriques. Cette force s'opposant à la gravité, elle peut être incorporée à l'expression de celle-ci, ce qui résulte en une « gravité effective »

$$\mathbf{g}_{\text{eff}} = \left(-\frac{GM}{r^2} + \Omega^2 r \sin^2 \theta \right) \mathbf{e}_r + \Omega^2 r \sin \theta \cos \theta \mathbf{e}_\theta. \quad (1.3)$$

Ici G est la constante de gravitation universelle, et M la masse totale de l'étoile. Cette expression n'est valable que dans l'approximation du modèle de Roche, modèle d'intérieur stellaire le plus simple, qui suppose une masse entièrement concentrée dans le cœur de l'étoile, et donc une force de gravité en tout point de l'étoile dirigée vers celui-ci et pouvant s'exprimer comme $\mathbf{g} = -GM/r^2 \mathbf{e}_r$. Cette approximation est particulièrement valable pour les étoiles massives, dont la majorité de la masse se trouve dans le cœur (MAEDER, 2009), mais reste acceptable pour des étoiles de plus faible masse, au moins pour décrire les choses d'un point de vue qualitatif. La dépendance en θ via le sinus présent dans les deux termes indique que l'effet est négligeable à co-latitude faible, donc proche de l'axe de rotation, et celle en r (autant en $\frac{1}{r^2}$ pour la gravité qu'en r pour la force centrifuge) indique que l'effet est de plus en plus fort quand on s'éloigne du cœur de l'étoile. Ces deux effets combinés induisent une étoile de moins en moins compacte au fur et à mesure que l'on s'éloigne de son axe de rotation, notamment au niveau de l'équateur. L'étoile prend donc une forme aplatie, avec un rayon (qui dépend maintenant de la co-latitude) $r(\theta)$ plus grand à l'équateur qu'aux pôles. Toujours dans l'approximation du modèle de Roche, on peut démontrer que l'aplatissement maximal de l'étoile, pour lequel la force de gravité et la force centrifuge se compensent, est tel que $R_{\text{eq}} = (3/2)R_{\text{pole}}$. Au delà, la gravité ne permet plus de lier la matière à l'étoile, et celle-ci commence à être éjectée de la surface au niveau de l'équateur. Cette vitesse limite au delà de laquelle l'étoile ne peut plus conserver son état d'équilibre est sa « vitesse critique », et elle dépend principalement de la masse de l'étoile.

Le gradient de gravité effective à la surface, du pôle vers l'équateur, entraîne une diminution du flux radiatif à l'équateur. En effet, VON ZEIPEL (1924) a montré que ce flux pouvait être considéré, en première approximation, comme étant anti-parallèle et proportionnel à la gravité effective,

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} \propto \mathbf{g}_{\text{eff}}. \quad (1.4)$$

Ceci implique que le flux radiatif à la surface de l'étoile diminue du pôle à l'équateur. L'étoile apparaît donc plus sombre à l'équateur qu'aux pôles, d'où le fait que cet effet soit appelé « assombrissement gravitationnel » (GD, gravity darkening). C'est une des conséquences de la rotation détectables par interférométrie, cette technique étant sensible aux asymétries dans la distribution de flux à la surface de l'étoile, comme nous le verrons Sect. 1.2.3. L'équation 1.4, associée à la loi de Stefan-Boltzmann liant le flux radiatif émis par un corps noir à sa température, $F = \sigma T^4$ (où σ est la constante de Stefan-Boltzmann), permet d'obtenir la célèbre loi de von Zeipel,

$$T_{\text{eff}}(\theta) \propto g_{\text{eff}}(\theta)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.5)$$

Cette relation n'est cependant valable que dans les enveloppes radiatives, où les transferts de chaleur peuvent être déduits de la loi de conduction thermique de Fourier. LUCY (1967) montra en 1967 que la relation de von Zeipel doit plutôt s'écrire

$$T_{\text{eff}}(\theta) \propto g_{\text{eff}}(\theta)^\beta, \quad (1.6)$$

avec $\beta = 0.25$ pour les enveloppes radiatives (résultat original de von Zeipel), et $\beta = 0.08$ pour les enveloppes convectives. De cette dépendance du flux à la gravité naît une circulation méridienne à l'intérieur de l'étoile. En effet, la gravité dérivant du potentiel gravitationnel, elle dépend de son gradient, et donc de la distance entre les équipotentielles. Cette distance est plus élevée dans le plan équatorial qu'au niveau de l'axe polaire, à cause de la force centrifuge. On peut ainsi visualiser cela comme un excès de flux le long de l'axe polaire, et un déficit le long du plan équatorial. Ce déséquilibre entraîne un flux de matière qui s'élève du cœur vers la surface le long de l'axe polaire, et descend vers l'intérieur de l'étoile au niveau de l'équateur. Ce principe est expliqué de façon plus complète dans MAEDER (2009), Sect. 4.2 and 11.

Ce mécanisme de transport est ici examiné dans le cas d'une étoile barotrope. Une étoile est dite barotrope quand les surfaces isobares (pression constante), isothermes (température constante) et isopycnes (densité constante) sont confondues et suivent les surfaces équipotentielles du potentiel total (gravitationnel + centrifuge). En réalité, dans les enveloppes radiatives, la rotation provoque un décalage entre ces surfaces (RIEUTORD, 2006; RIEUTORD, 2016, par exemple). L'étoile est alors dite « barocline ». L'écart entre ces surfaces est faible, comme le montre RIEUTORD (2016) dans sa Fig. 1. D'après cette figure, l'écart d'alignement des différents gradients (pression, température, etc.) est inférieur à 1° , même à une vitesse proche de la vitesse critique. Ceci est cependant suffisant pour créer des flux supplémentaires de matière à l'intérieur de l'étoile. En effet, lorsque le gradient de pression n'est pas aligné avec le gradient de densité, la force de pression exercée en deux points

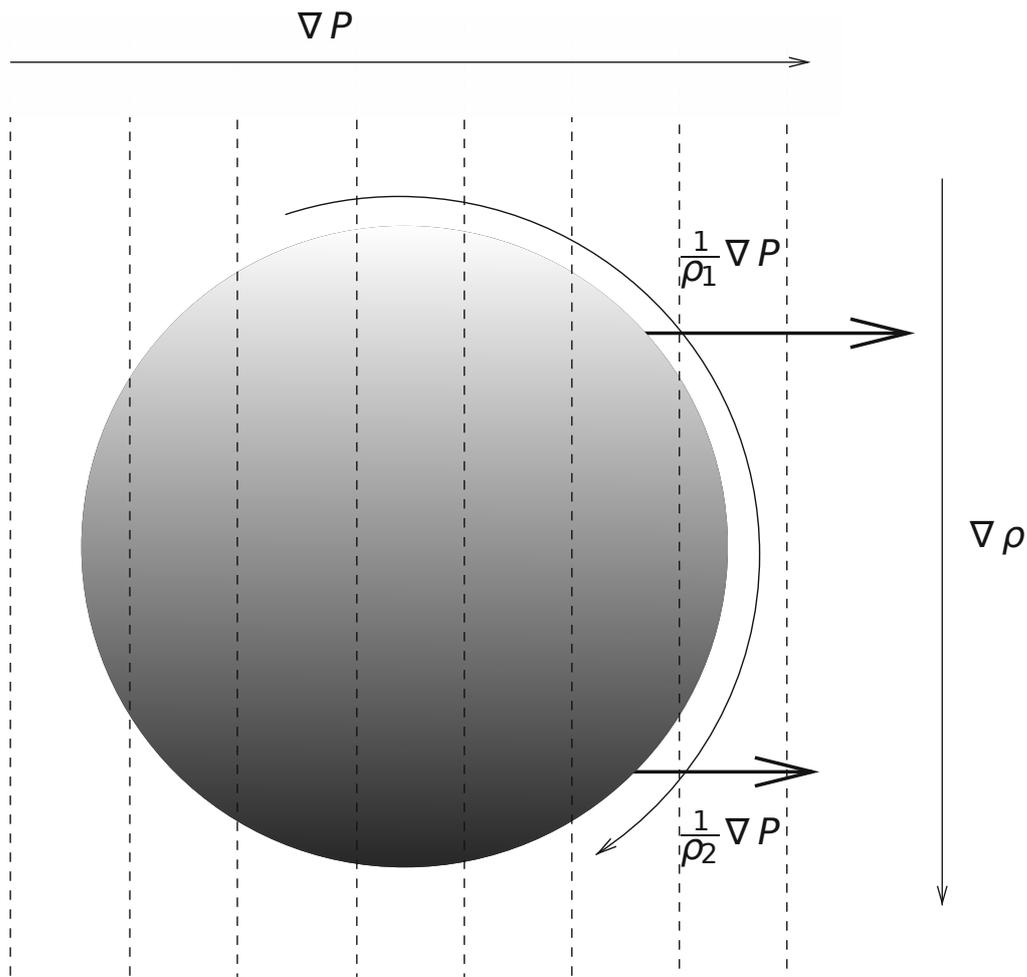


Fig. 1.2.: Génération de vorticité dans une étoile barocline. La sphère représente un élément de fluide dans l'étoile. La densité augmente vers le bas de la sphère. La force de pression par unité de masse en haut de la sphère, $\nabla P/\rho_1$, est donc plus élevée que la force $\nabla P/\rho_2$ exercée en bas de la sphère ; en résulte un couple qui fait naître une vorticité dans le fluide. Le cas représenté ici est un cas extrême où les gradients de pression et densité sont orthogonaux, ce qui n'est jamais le cas dans une étoile réelle ; il permet cependant de comprendre qualitativement le principe derrière ce phénomène. Crédit RIEUTORD (2015).

d'une isobare est exercée dans la même direction, mais avec une ampleur différente. Ceci induit un mouvement de rotation local au milieu, qui apporte un degré supplémentaire de complexité à la circulation méridienne globale à l'intérieur de l'étoile. Ce principe est illustré dans la Fig. 1.2, ce mouvement engendré par la baroclinicité de l'étoile étant plus facile à comprendre en image. L'image est tirée du livre de RIEUTORD (2015), qui décrit plus en détails ce phénomène. La circulation méridienne est étroitement liée à la rotation différentielle, qui désigne le fait que différentes parties de l'étoile tournent à des vitesses angulaires différentes. Cette relation entre les deux phénomènes est encore mal connue, et le profil de rotation de l'étoile est en général imposé dans les modèles, de type rotation cylindrique ou en

couches par exemple. Seuls des modèles à 2 dimensions peuvent espérer modéliser ces processus multi-dimensionnels (voir Sect. 1.3).

1.1.2 Pulsations

Du côté de l'astérosismologie, l'étude des effets de la rotation sur les pulsations à l'intérieur de l'étoile est encore maintenant un sujet complexe. Mais avant de s'intéresser à la rotation, voyons brièvement ce qu'on entend par « pulsations ». Durant leur évolution, la plupart des étoiles passent par des stades dans lesquels les conditions physiques internes à l'étoile (température, pression, densité, etc.) permettent le déclenchement de pulsations via divers processus de perturbation locale du milieu (voir AERTS et al., 2010, pour une description complète de ces processus, et de l'astérosismologie dans son ensemble). Les modes de pulsation sont dits soit « acoustiques », ou « de pression » (modes p), quand la force de rappel du déplacement induit est la force de pression, et « de gravité » (modes g) quand c'est la force d'Archimède. D'autres modes, les modes « fondamentaux » (modes f), sont à la transition entre les modes g , confinés dans l'intérieur de l'étoile, et les modes p , principalement présents dans l'enveloppe. Les modes qui atteignent la surface, les modes p la plupart du temps, font pulser localement (variation au cours du temps du rayon, de la température, etc.). Ces variations périodiques des conditions de surface induisent une variation périodique de la courbe de lumière de l'étoile, et une analyse de Fourier de celle-ci permet de faire ressortir les fréquences d'oscillation des différents modes et leurs amplitudes, exploitables de manière directe. La phase peut être exploitable si l'on observe l'oscillation en plusieurs couleurs et/ou en vitesse radiale (donc par spectroscopie), les variations de profils de raies apportant des contraintes sur la géométrie des modes. La Fig. 1.3 montre la grande diversité de types de pulsateurs qui existent, des étoiles de type solaire, les mieux contraintes grâce au Soleil, aux céphéides, « chandelles standard » importantes pour la mesure d'échelles de distance, en passant par les δ Scuti telles qu'Altair, étoile abondamment étudiée durant ma thèse. Ce type de représentation, appelé « Diagramme HR », est décrit en détails Sect. 1.1.3.

Dans le formalisme traditionnel, la description analytique des modes de pulsations repose sur trois nombres, les nombres quantiques² n , l , et m . n est « l'ordre radial du mode », et correspond au nombre de nœuds dans la direction radiale. l est le « degré » du mode qui indique le nombre de nœuds à la surface, et m l'ordre azimutal, qui indique combien de ces nœuds de surface sont des lignes de longitude constante, les nœuds des modes de degré l non nul étant de base des cônes de latitude constante. m est donc toujours compris entre 0 et l . Plus exactement, $0 \leq |m| \leq l$. En effet, les modes d'ordre $m \neq 0$ se déplacent à la surface de l'étoile dans la direction du vecteur

2. Aucun rapport avec la mécanique quantique.

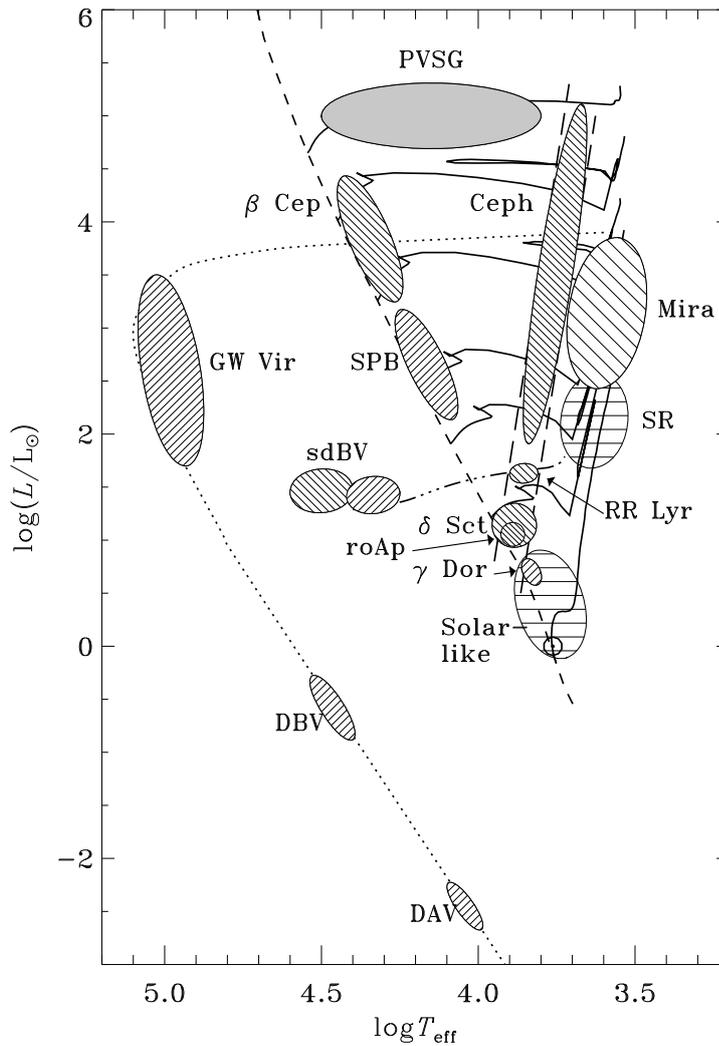


Fig. 1.3.: Classes de pulsateurs répartis dans un diagramme Luminosité/Température. Les deux lignes en tirets montrent la bande classique d'instabilité, des δ Scuti au coin supérieur droit. La courbe en tirets plus petits indique la séquence principale, et la courbe pointillée le trajet évolutif des géantes rouges au stade de naine blanche (tout en bas du diagramme). Crédit AERTS et al. (2010).

azimutal, soit dans un sens, soit dans l'autre. Ces sens sont définis par rapport au sens de rotation de l'étoile, une valeur positive de m étant attribuée à un mode prograde (propagation dans le même sens que la rotation) et une valeur négative à un mode rétrograde, ou inversement, selon la convention employée. Cela donne deux possibilités pour le sens de propagation par valeur de m non nulle. Il existe donc $2l + 1$ valeurs possibles de m pour un degré l donné. Quand $l = 0$, m aussi, et l'étoile pulse uniquement de façon radiale. Ces trois nombres définissent à eux seuls les solutions des équations du mouvement perturbées, grâce auxquelles on essaye de décrire les modes d'oscillation observés dans les étoiles. Voyons maintenant comment la rotation affecte ces modes.

Un effet simple à comprendre de la rotation est le « splitting rotationnel ». On peut démontrer que sans rotation, la fréquence des modes d'oscillation est indépendante de l'ordre azimutal m . Ainsi, à n et l donnés, tous les modes d'oscillation (différenciés par la valeur de m) auront la même fréquence d'oscillation. Quand la rotation de l'étoile est prise en compte, cependant, une différenciation des modes d'ordre azimutal différent survient. Ceci a été montré par LEDOUX (1951) à l'aide d'une méthode perturbative de calcul des oscillations. Le principe des méthodes perturbatives est de considérer la rotation comme une petite quantité, et ainsi de développer les différentes variables comme des séries de type

$$f(\Omega) = A_0 + A_1\Omega + A_2\Omega^2 + A_3\Omega^3 + O(\Omega^4). \quad (1.7)$$

Ce formalisme permet d'obtenir une expression approchée de la fréquence d'oscillation ω_{nlm} pour une étoile en rotation :

$$\omega_{nlm} = \omega_{nl} - m\Omega(1 - C_{nl}) + \text{termes d'ordre supérieur en } \Omega, \quad (1.8)$$

où ω_{nl} est la fréquence d'oscillation sans rotation (indépendante de m donc), Ω la vitesse angulaire de rotation de l'étoile, et C_{nl} la constante de Ledoux, qui dépend des nombres n et l et de la structure de l'étoile. Dans cette expression, un terme dû à la rotation apparaît dès l'ordre 1, dans lequel l'ordre azimutal m intervient. Les modes de mêmes nombres n et l mais de m différent ont donc une fréquence différente à vitesse de rotation non nulle. La rotation introduit ainsi la notion de « multiplet », désignant l'ensemble des modes d'oscillation ayant les mêmes ordre n et degré l . Pour les modes de pression (modes les plus facilement étudiés car concentrés vers la surface), la constante de Ledoux est très inférieure à l'unité, et si l'on néglige les termes d'ordre supérieur à l'ordre 1 en Ω , approximation valide tant que la fréquence de rotation de l'étoile est faible par rapport à la fréquence des modes, l'expression 1.8 devient

$$\omega_{nlm} \simeq \omega_{nl} - m\Omega. \quad (1.9)$$

Dans ce cas, la fréquence de chaque mode d'ordre radial n et degré l égaux est décalée de la fréquence sans rotation d'un multiple entier de la fréquence de rotation Ω de l'étoile, ce multiple étant l'ordre azimutal m lui-même. Le décalage augmente évidemment avec Ω . Cette expression simplifiée contient surtout l'advection du mode par la rotation, un effet purement géométrique, analogue à l'effet Doppler. En effet, les modes avec $m \neq 0$ voyagent autour de l'étoile. A l'ordre 1, pour les modes acoustiques (et sans la constante de Ledoux), le mode voyage à une vitesse fixe par rapport à l'étoile dans un référentiel en co-rotation avec l'étoile (ainsi, la vitesse est fixe par rapport au gaz qui constitue l'étoile). Quand on se place dans un référentiel fixe, la rotation de l'étoile va s'ajouter (algébriquement)

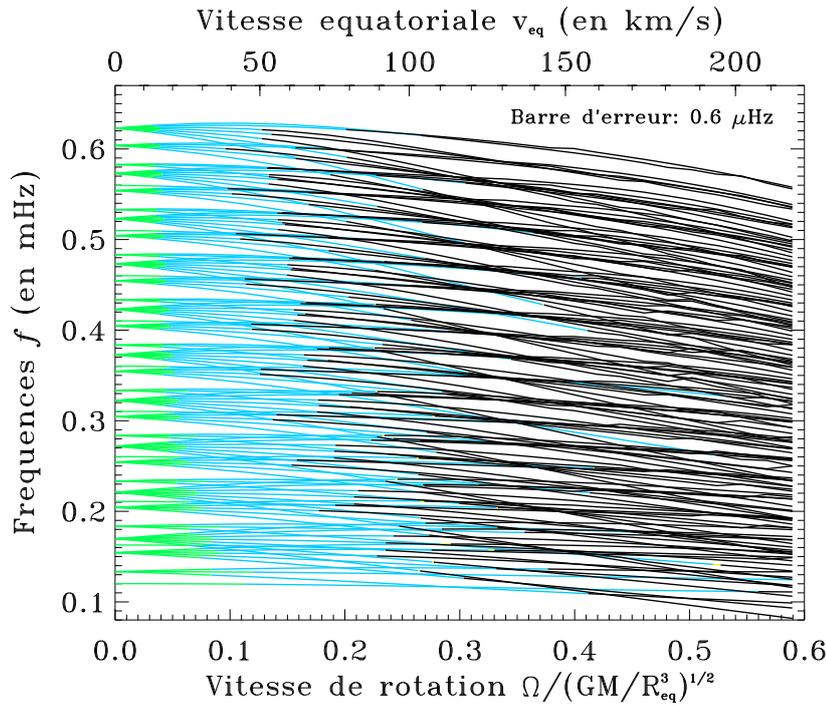


Fig. 1.4.: Domaines de validité des méthodes perturbatives de différents ordres. Les régions en vert correspondent au 1^{er} ordre, celles en bleu au 2^e ordre, et celles en jaune au 3^e ordre (invisibles ici car les domaines de validité du 2^e et 3^e ordre sont similaires). Au-delà, en noir, les différences entre les calculs perturbatifs et les calculs complets sont plus grandes que la barre d'erreur indiquée dans le coin supérieur droit. L'ouverture « en éventail » des courbes est due au splitting rotationnel. Crédit REESE (2006).

avec la vitesse à laquelle voyage l'oscillation. Un mode prograde aura ainsi une fréquence dans le référentiel fixe supérieure à sa fréquence propre, et un mode rétrograde une fréquence inférieure. Si l'on conserve les termes d'ordre supérieur au premier ordre dans l'équation 1.8, le décalage en fréquence n'est alors plus proportionnel à la fréquence de rotation de l'étoile. L'espace en fréquence entre les différentes composantes d'un multiplet n'est donc plus uniforme. Quand la vitesse de rotation est suffisamment élevée, les multiplets se chevauchent, et les modes de nombres n et/ou l différents se mélangent. Ce phénomène est illustré en Fig. 1.4, qui montre la fréquence de différents modes de pulsation en fonction de la vitesse de rotation de l'étoile. Le splitting rotationnel est bien visible, même à faible vitesse de rotation, et on voit qu'une vitesse d'à peine 10% de la vitesse képlérienne ($\Omega_K = \sqrt{GM/R_{eq}^3}$, voir Sect. 2.1.1) suffit à ce que certains modes se chevauchent, la complexité des croisements augmentant avec la rotation. Cette figure indique également les domaines de vitesse de rotation pour lesquels les méthodes perturbatives d'ordre 1 (en vert), 2 (en bleu) et 3 (invisible ici car presque identique au domaine d'ordre 2) suffisent à calculer les fréquences des modes. Au delà, l'écart entre les fréquences calculées via méthode perturbative et via calcul complet à deux dimensions, incluant la déformation de l'étoile causée par la rotation, est supérieure à la barre d'erreur indiquée dans le coin supérieur droit. Les calculs 2D complets

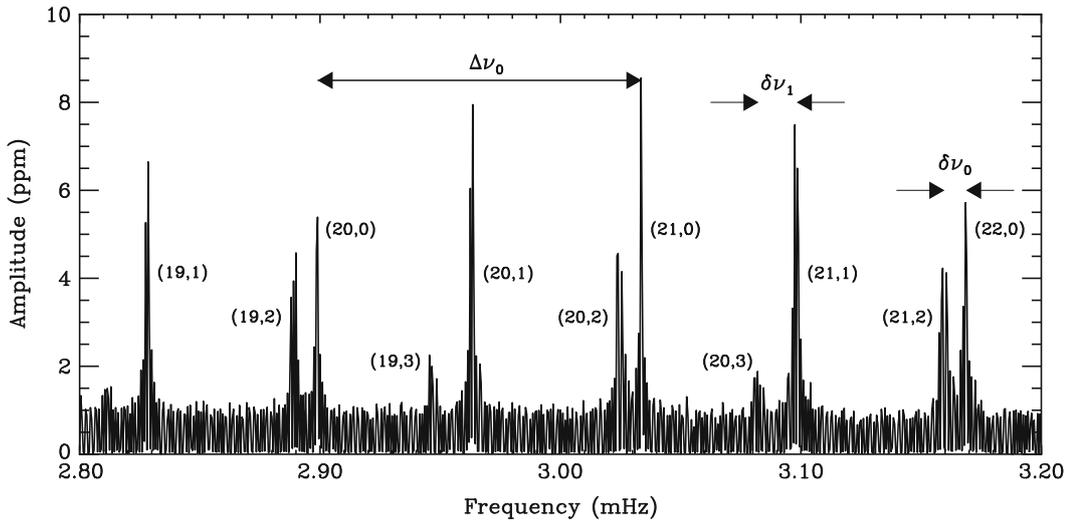


Fig. 1.5.: Spectre en amplitude des variations de vitesse radiale du Soleil, obtenu par l'instrument GOLF du satellite SoHO. Une série de modes est clairement visible, leurs ordre radial n et degré l étant indiqués entre parenthèses. La grande séparation, $\Delta\nu_0$, est indiquée, de même que les deux petites séparations entre les modes $l = 0$ et 2 ($\delta\nu_0$), et entre $l = 1$ et 3 ($\delta\nu_1$). Crédit AERTS et al. (2010).

des modes d'oscillations sont donc nécessaires pour les étoiles en rotation, même à vitesse de rotation relativement faible ($\Omega \gtrsim 0.2 \Omega_K$). Ceci a été démontré par REESE (2006), dont est tirée la Fig. 1.4, pour les modes acoustiques, et par BALLOT et al. (2010) pour les modes de gravité.

En plus de la fréquence, la géométrie des modes est modifiée par la rotation. Le terme « géométrie » rassemble la disposition des nœuds et ventres des modes, leur amplitude, fréquence, et toute autre caractéristique physique associée. Cette géométrie est impactée par l'aplatissement de l'étoile, son rayon équatorial augmentant avec elle. L'augmentation du rayon implique une augmentation de volume et donc une baisse de densité, à laquelle la géométrie du mode est sensible. En effet, dans le régime asymptotique³, l'écart entre la fréquence d'un mode (n, l) et du mode $(n + 1, l)$, appelé « grande séparation » (par opposition à la « petite séparation », écart entre (n, l) et $(n - 1, l + 2)$, sensible aux conditions dans le cœur), s'exprime comme l'inverse du temps de parcours d'une onde acoustique du cœur à la surface aller-retour. Ces deux quantités peuvent être visualisées sur la Fig. 1.5, qui présente une section du spectre d'oscillations du Soleil. La vitesse du son dans l'étoile, comme dans n'importe quel milieu, dépend de la densité du milieu considéré. Il est donc évident que la modification de la structure de l'étoile, densité comprise, aura une influence sur la géométrie des modes. À vitesse de rotation suffisamment élevée, les modes vont même se réorganiser et se subdiviser en différentes classes de modes.

3. Le régime asymptotique est un contexte dans lequel une simplification des équations d'oscillation est possible. C'est le cas à ordre radial n élevé (LEDOUX, 1962), cas permettant de décrire les pulsations d'un bon nombre d'étoiles dont les modes observés sont des modes de pression ou de gravité d'ordre radial élevé.

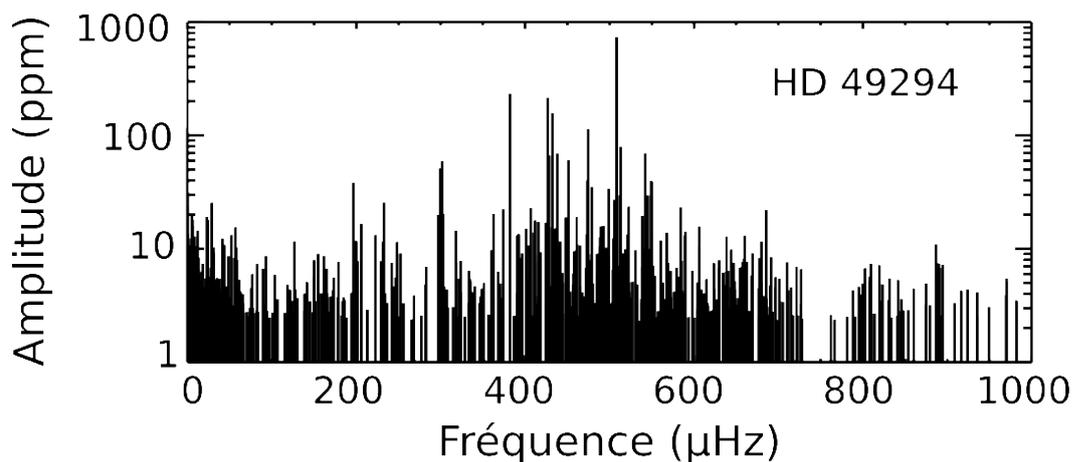


Fig. 1.6.: Spectre des modes d'oscillation d'une étoile de type δ Scuti. Données obtenues via communication privée avec Éric Michel. La méthode pour obtenir ces données est décrite dans LEFÈVRE et al. (2009).

On peut ainsi voir dans LIGNIÈRES et GEORGEOT (2009) (Fig. 2 notamment), qui ont étudié les modes acoustiques à haute fréquence dans le régime asymptotique au travers du formalisme de la dynamique des rayons, trois types de modes qui apparaissent à rotation élevée ($\Omega = 0.59\Omega_K$ dans leur Fig. 2). Il y a les modes d'îlot, l'onde balayant les mêmes zones avec une certaine période et un certain nombre de rebonds à la surface ; les modes de parois, de type « galerie de chuchotement », qui suivent la surface de l'étoile ; et les modes chaotiques, ne montrant aucune périodicité, aucune structure définie dans leur géométrie⁴. L'organisation de ces modes est indépendante de leur fréquence ; ainsi, deux fréquences proches peuvent correspondre à des modes complètement différents. les chevauchements dus au splitting rotationnel et à la subdivision en modes de géométries différentes compliquent fortement l'identification des modes observés, les seules observables à notre disposition étant la fréquence des modes et leur amplitude intégrée sur la surface.

Heureusement, les données de plus en plus précises des missions spatiales comme CoRoT, Kepler ou TESS nous donnent désormais accès à de précieuses informations sur l'intérieur des pulsateurs en rotation rapide, notamment les étoiles de masse intermédiaire que sont les δ Scuti et γ Doradus. Ces étoiles de type spectral A ou F, situées dans la partie basse de la bande d'instabilité dans le diagramme H-R, possèdent des spectres d'oscillation très complexes par rapport aux étoiles de type solaire. Comme on peut le voir Fig. 1.6 présentant le spectre d'oscillation en fréquence d'une δ Scuti, aucune périodicité n'est facilement identifiable comme c'est le cas pour le Soleil. GARCÍA HERNÁNDEZ, MOYA et al. (2009) ont malgré tout réussi à identifier des périodicités dans une δ Scuti (HD 174936), grâce à une

4. En toute rigueur, même les modes chaotiques montrent une certaine structure (ou plutôt régularité) dans leur géométrie et leurs spectres d'oscillations, avec un taux d'irrégularités nettement plus élevé que dans les autres modes. EVANO et al. (2019) ont montré que la forte stratification en vitesse du son semble être la cause de cette régularité.

méthode décrite dans l'article en question. Cette méthode consiste à sélectionner un sous-ensemble des modes de plus haute amplitude, les normaliser en amplitude et calculer la transformée de Fourier du spectre obtenu. Il serait bien sûr intéressant de trouver une relation entre ces périodicités et les paramètres physiques de l'étoile, de façon analogue à la grande séparation des pulsateurs de type solaire directement proportionnelle à la densité moyenne de l'étoile. REESE, LIGNIÈRES et al. (2008) ont démontré à l'aide de modèles 2D qu'une grande séparation ($\Delta\nu$) dans les modes p de rotateurs rapides pouvait être liée à leur densité moyenne ($\bar{\rho}$). De plus, la valeur de cette grande séparation (en terme d'espacement en fréquence) est, comme dans le cas solaire, inversement proportionnelle au temps de trajet du son sur le rayon⁵ considéré (LIGNIÈRES et GEORGEOT, 2009). Cette périodicité est également obtenue théoriquement par Rhita-Maria. OUZZANI et al. (2015) dans les modes d'îlot, à rotation rapide. Enfin, une relation d'échelle fut obtenue par SUÁREZ, GARCÍA HERNÁNDEZ et al. (2014) entre $\Delta\nu$ et $\bar{\rho}$ pour des modèles sans rotation, relation confirmée observationnellement par GARCÍA HERNÁNDEZ, MARTÍN-RUIZ et al. (2015) en s'appuyant sur des systèmes binaires pour lesquels on disposait de mesures indépendantes de la densité moyenne (la masse est obtenue à partir des paramètres orbitaux et le rayon à partir des transits). Ceux-ci ont également montré que cette relation d'échelle est indépendante de la vitesse de rotation (voir Fig. 1.7), et permet également d'obtenir une estimation de la gravité de surface de ces étoiles (GARCÍA HERNÁNDEZ, SUÁREZ et al., 2017), quand elle est associée à une mesure de distance (via parallaxe par exemple).

Dans le cas des γ Doradus, les périodicités identifiables ne concernent pas les fréquences mais les périodes des modes d'oscillation, dans la région des modes de gravité. De telles périodicités ont été détectées dans plusieurs étoiles (VAN REETH et al., 2015), et celles-ci nous donnent d'importantes informations sur l'intérieur de l'étoile, notamment la taille du noyau et le profil de rotation interne (voir par exemple Rhita-Maria OUZZANI, SALMON et al., 2017; Rhita-Maria OUZZANI, MARQUES et al., 2019).

1.1.3 Perte de masse et évolution

La perte de masse des étoiles massives provient des forts vents radiatifs que produisent ces étoiles, les particules (électrons, noyaux, ions, atomes) étant « poussées » vers l'extérieur à chaque absorption de photon. Elle dépend donc non seulement de la métallicité de l'étoile – différents éléments auront une propension différente à être accélérés par la radiation à une longueur d'onde donnée – mais également de la température, puisque le flux radiatif augmente avec elle. VINK et al. (2001) étudièrent la perte de masse des étoiles massives (O et B) en fonction de la métalli-

5. "Rayon" au sens de trajectoire en dynamique des rayons, pas rayon de l'étoile.

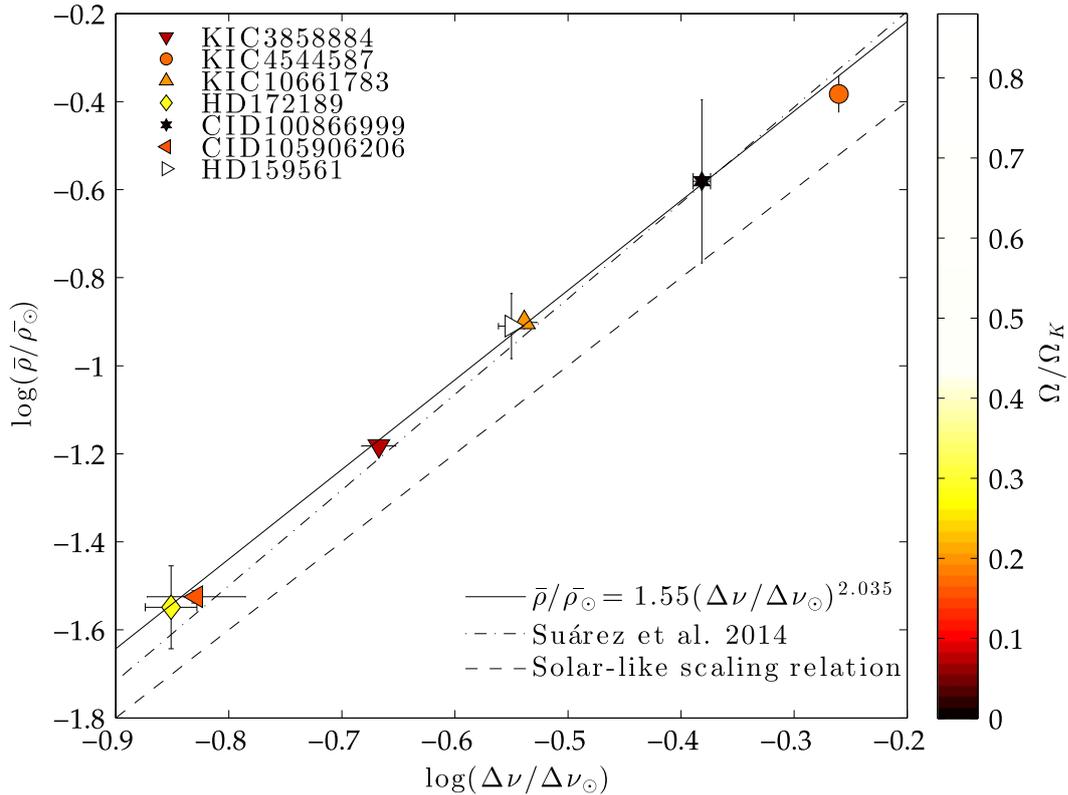


Fig. 1.7.: Densité moyenne en fonction de la grande séparation obtenues pour 7 systèmes binaires. Un ajustement linéaire des points est indiqué en trait continu, ainsi que la relation d'échelle théorique pour des modèles sans rotation de δ Scuti de SUÁREZ, GARCÍA HERNÁNDEZ et al. (2014) en tirets-points, et la relation d'échelle pour les étoiles de type solaire de TASSOUL (1980) en tirets. La couleur indique la vitesse de rotation.

cité Z de l'étoile (sans rotation), et trouvèrent des sauts de « bi-stabilité » dans les courbes de perte de masse en fonction de la température, ces sauts apparaissant à différentes températures pour différentes métallicités. Ces discontinuités avaient déjà été détectées par LAMERS et al. (1995) quelques années auparavant, sans prise en compte de la métallicité. Ces discontinuités dans la perte de masse sont à priori dues à la recombinaison électronique de certains ions quand la température de surface de l'étoile descend sous un certain seuil en température. Par exemple, le saut trouvé autour de $T_{\text{eff}} \simeq 25000$ correspondrait à la recombinaison de l'ion Fe IV en Fe III, celui-ci étant plus efficacement accéléré par la radiation que l'ion ionisé une fois de plus. D'autres discontinuités correspondent aux recombinaisons Fe III \rightarrow Fe II, ou Ca IV \rightarrow Ca III par exemple (la contribution des éléments du groupe CNO au vent radiatif relativement à celle du fer augmente quand la métallicité et la température diminuent, ceux-ci deviennent donc responsables de la discontinuité pour les valeurs inférieures de T_{eff} et Z). Cette discontinuité a été découverte entre différentes étoiles, de différentes températures de surface, mais elle peut également se manifester dans une même étoile si sa température change au cours de sa vie. Lorsqu'une étoile sort de la séquence principale (SP) par exemple, phase pendant

laquelle elle fusionne l'hydrogène en hélium dans son cœur sans grands changements de ses caractéristiques physiques (voir Sect. 1.2.1), elle entre en expansion et sa surface refroidit. Si sa température passe sous un des seuils de bi-stabilité, elle verra une augmentation brutale de sa perte de masse par vents radiatifs. Encore une fois, ceci n'est valable que pour les étoiles massives, de température de surface supérieure à environ 10 000 K, les étoiles de faible masse n'exhibant pas de vents radiatifs significatifs.

La rotation vient cependant modifier le comportement de ces étoiles. D'après GAGNIER et al. (2019), une étoile en rotation rapide peut se trouver dans deux configurations : dans le cas le plus simple, l'assombrissement gravitationnel créé par la rotation induit un flux radiatif plus intense au niveau des pôles qu'au niveau de l'équateur, la température y étant plus élevée. Ceci crée un vent (et donc une perte de masse) concentré autour de l'axe polaire, l'étoile étant ainsi dans une configuration à « vent simple » (« Single-wind regime » (SWR) dans GAGNIER et al., 2019). Dans le deuxième cas, l'assombrissement gravitationnel fait chuter la température au niveau de l'équateur en deçà d'un seuil de bi-stabilité. Cette région qui se trouve du côté inférieur de la discontinuité s'étend de l'équateur à une co-latitude θ_{jump} qui dépend de deux facteurs : la vitesse de rotation de l'étoile, le ratio $T_{\text{pole}}/T_{\text{eff}}$ augmentant avec celle-ci, et la proximité de la température qu'aurait l'étoile sans rotation (approximativement égale à la température polaire réelle de l'étoile) à la discontinuité, puisque plus la température sans rotation est proche de la discontinuité, plus la fraction de l'étoile passant sous cette discontinuité sera grande, à vitesse de rotation donnée. La zone $\theta \geq \theta_{\text{jump}}$ (la co-latitude étant mesurée depuis le pôle) verra donc naître un fort vent radiatif, nettement plus intense que le vent polaire (toujours d'après GAGNIER et al.). Ce vent diminue abruptement en deçà de θ_{jump} , pour devenir à nouveau important au niveau du pôle. L'étoile se trouve alors dans une configuration à « vent double », ou « Two-wind regime » (TWR). Cette configuration à deux vents a une influence importante sur l'évolution de l'étoile. Dans le cas SWR, la perte de masse était concentrée autour de l'axe polaire, où le moment angulaire transporté par la matière est faible. La perte de moment angulaire qui accompagne la perte de masse est donc faible, et l'étoile ralentit peu au cours de son évolution (sur la séquence principale du moins). Dans le cas TWR, une forte proportion de la masse perdue l'est au niveau de l'équateur, où le moment angulaire de chaque particule est le plus important. Un vent intense au niveau de l'équateur entraîne ainsi une forte perte de moment angulaire, et avec elle une diminution de la vitesse de rotation globale de l'étoile.

Ce ralentissement par perte de masse n'est pas le seul impact que la rotation a sur l'évolution de l'étoile. GEORGY et al. (2013) étudièrent la question au travers de modèles d'évolution de Genève incluant la rotation différentielle en couches, et démontrèrent plusieurs conséquences de la rotation. La première est le fait que la

force centrifuge diminue la gravité effective au niveau du cœur de l'étoile, dont la température est ainsi plus faible à vitesse de rotation initiale plus élevée. Le flux radiatif étant moins intense (car l'efficacité des réactions nucléaires dépendent de la température du cœur), le cœur est plus petit. Ce phénomène augmente grandement la sensibilité de l'évolution de l'étoile à la vitesse de rotation initiale à faible masse. En effet, à $1.7 M_{\odot}$, le cœur de l'étoile se trouve autour de 21 MK, légèrement au-dessus du seuil de température auquel le cycle CNO (Carbone-Azote-Oxygène, Azote se disant Nitrogen en anglais) de production d'énergie prend le dessus sur la chaîne proton-proton (pp). À vitesse de rotation élevée, la température du cœur passe sous ce seuil. La chaîne pp étant moins efficace que le cycle CNO en terme de production d'énergie, l'hydrogène est consommé moins vite, et l'étoile passe plus de temps sur la séquence principale, sa durée de vie étant ainsi augmentée. Cet effet est accentué par le fait que pendant l'évolution, les mouvements de matière à l'intérieur de l'étoile causés par la rotation tendent à transporter de l'hydrogène de l'enveloppe vers le cœur. Le cœur est donc approvisionné en « combustible », et la fusion d'hydrogène en hélium peut continuer pendant un temps plus élevé qu'en l'absence de rotation. D'après GEORGY et al., au delà de 50 % de la vitesse critique de rotation, toutes les étoiles de masse supérieure à $1.7 M_{\odot}$ voient leur temps d'évolution sur la séquence principale augmenter d'au moins 20 % en comparaison d'un modèle sans rotation, quelle que soit la métallicité de l'étoile. Ce temps allongé à fusionner de l'hydrogène dans le cœur augmente la masse et la taille de celui-ci à la fin de la séquence principale par rapport à une étoile sans rotation, compensant ainsi l'effet de la force centrifuge qui diminuait la taille du cœur en début de SP. Le cœur est ainsi plus grand en fin de séquence principale que dans une étoile sans rotation de même masse. Cet effet fut validé par NEINER et al. (2012) à partir d'observations sismiques.

La deuxième conséquence dévoilée par les auteurs concerne la vitesse de rotation critique de l'étoile. Au cours de la vie de l'étoile, sa vitesse angulaire de rotation à la surface, Ω , et sa vitesse critique évoluent toutes les deux (circulation méridienne et autres processus de transport, perte de masse, etc.). Il arrive donc qu'elle atteigne la vitesse critique à un moment de son évolution, même en démarrant à une vitesse inférieure à la ZAMS⁶. Une fois cette vitesse atteinte, une forte augmentation de la perte de masse à l'équateur est attendue, la "perte de masse mécanique", indépendante de la perte de masse due aux recombinaisons électroniques mentionnées plus haut. Les couches les plus superficielles de l'enveloppe vont être éjectées, laissant à la surface de l'étoile les couches possédant une vitesse de rotation tout juste inférieure à la vitesse critique. Ce processus peut bien évidemment se répéter au fur et à mesure de l'évolution de l'étoile, et est une des explications possibles à la formation de disques par éjection de matière dans les étoiles de type Be, ou supergéantes B[e].

6. Zero-Age Main Sequence, partie de la séquence principale où apparaît l'étoile après la phase de proto-étoile, à l'« âge zéro ».

Ces descriptions des effets de la rotation sur la structure et l'évolution de l'étoile dérivent des théories et modèles construits de façon à reproduire la réalité. En effet, c'est en observant la réalité, au travers des nombreux instruments astrophysiques que sont les spectrographes, interféromètres, et bien d'autres, que les scientifiques détectent le comportement inhabituel qu'ont les étoiles en rotation rapide par rapport à leurs cousines tournant lentement sur elles-mêmes. Les signatures des effets de la rotation se retrouvent dans les données observationnelles, des théories sont échaufaudées afin de les expliquer, et les modèles basés sur ces théories sont comparés aux observations afin d'être validés ou invalidés. Il est intéressant de savoir repérer ces effets sur les observations d'un coup d'oeil, car cela permet d'avoir une idée des caractéristiques physiques de l'étoile avant même de faire l'étude complète des données. La prochaine section est dédiée à la description de ces signatures observationnelles présentes dans les données de différents types d'instruments.

1.2 Signatures observationnelles

Différentes techniques d'observation sont associées à différents types de données : les spectrographes donnent des spectres, les interféromètres des quantités liées aux visibilités complexes, et les pulsations à la surface des étoiles sont étudiées à travers des courbes de lumière ou des spectres. Il est cependant parfois intéressant de visualiser les informations extraites de ces données d'une autre façon, de manière à avoir une vision globale de l'étoile, notamment quand celle-ci s'inscrit dans l'étude de populations entières d'objets. L'outil le plus utile en ce sens, et le plus répandu en physique stellaire, est le diagramme HR.

1.2.1 Diagramme de Hertzsprung-Russell

Le diagramme de Hertzsprung-Russell, couramment abrégé diagramme HR, découle des travaux de l'astronome Ejnar Hertzsprung du début du 20^e siècle, perfectionnés par Henri Norris Russell. Dans ce diagramme, les étoiles sont placées selon leur luminosité et leur température, pour un diagramme théorique, ou selon leur magnitude apparente et leur indice de couleur (différence de magnitude dans différentes bandes photométriques, liée à la température). Pour des raisons historiques, l'échelle de température, en abscisse, est croissante vers la gauche. Si l'on place un grand nombre d'étoiles dans ce diagramme, comme sur celui présenté Fig. 1.8, on observe un placement préférentiel net des étoiles dans certaines zones du diagramme. La grande bande diagonale est la séquence principale déjà mentionnée, sur laquelle l'étoile née et passe environ 90% de sa vie. L'étoile évolue ensuite en dehors de la séquence principale, après avoir consommé tout l'hydrogène en son cœur, pour passer par différentes phases (géante rouge, Blue loop, branche asymptotique...)

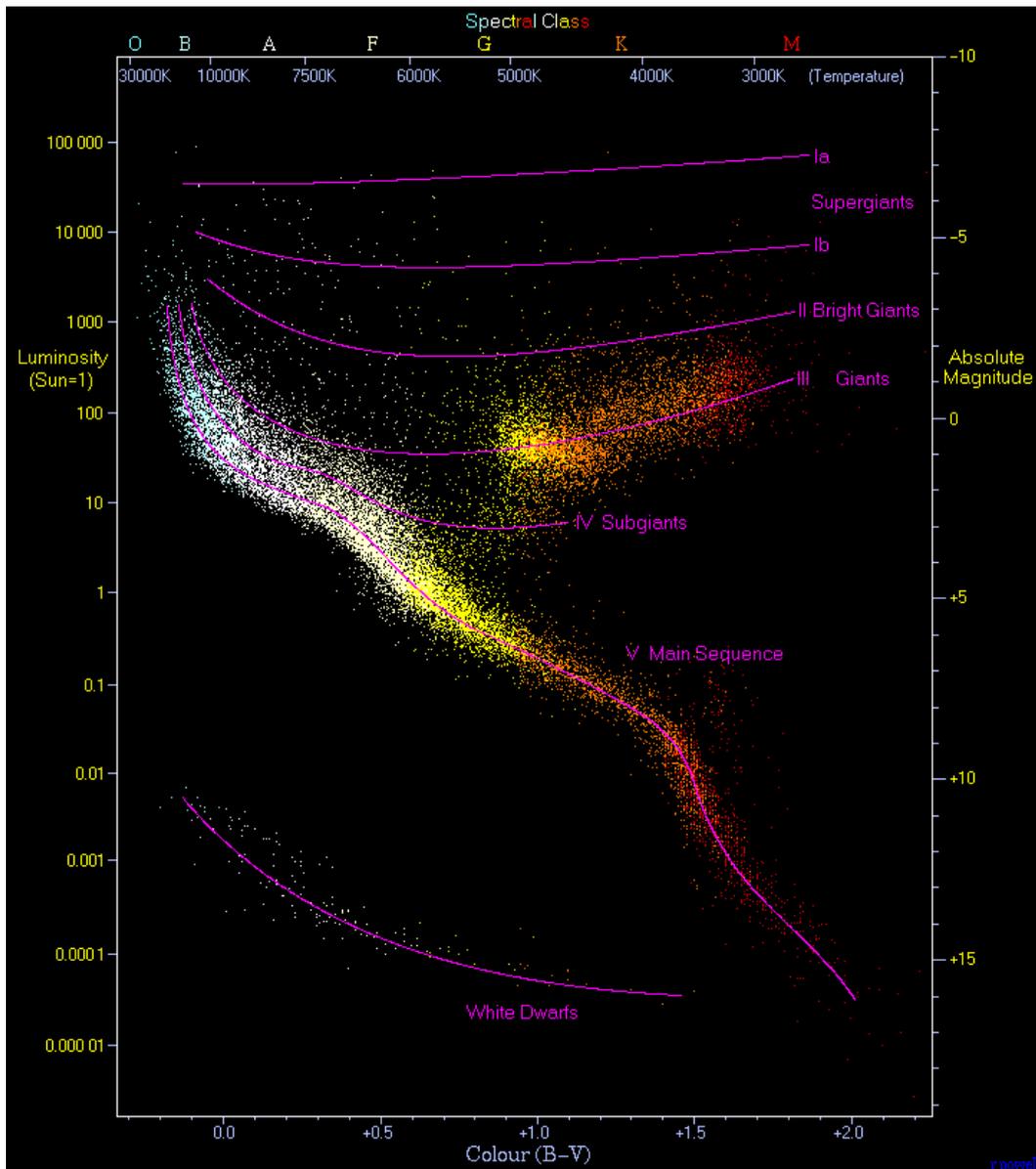


Fig. 1.8.: Diagramme de Hertzsprung-Russell. La couleur de chaque étoile correspond à la couleur d'un corps noir de même température. L'axe des abscisses indique la température et le type spectral (en haut), ou l'indice de couleur (en bas). L'axe des ordonnées indique la luminosité en luminosité solaire (gauche), ou la magnitude absolue (droite). Les traits magenta soulignent les différentes classes de luminosité, indiquées en texte, liées en partie au stade évolutif de l'étoile. Crédit Richard Powell (<http://www.atlasoftheuniverse.com>)

selon sa masse initiale, sa métallicité et sa vitesse de rotation, comme nous allons le voir.

Les codes d'évolution stellaire, tels ceux de Genève (SCHALLER et al., 1992), permettent de suivre l'évolution des paramètres physiques de l'étoile tout au long de sa vie, de la ZAMS à la phase finale de naine blanche ($M \lesssim 8 M_{\odot}$), étoile à neutron ($11 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 20 M_{\odot}$), ou trou noir ($M \gtrsim 20 M_{\odot}$). La luminosité et la température

effective de l'étoile peuvent être extraites et positionnées dans le diagramme HR pour construire des « tracés évolutifs », ce qui permet de comparer l'évolution de différentes étoiles en fonction de leurs caractéristiques. De tels tracés sont présentés Fig. 1.9, extraite de GEORGY et al. (2013). Pour différentes masses, les tracés évolutifs calculés à différentes vitesses de rotation sont montrés.

Ces tracés rendent visibles plusieurs effets de la rotation. Tout d'abord, la position sur la ZAMS dépend de la vitesse de rotation. Les étoiles qui tournent plus rapidement agissent comme des étoiles de plus faible masse, leur position de départ étant décalée principalement horizontalement vers les températures plus faibles par rapport à une étoile sans rotation. Ceci s'explique par la diminution de température en fonction de la latitude (GD). Ce décalage est principalement vers la droite, et peu vers le bas (contrairement à une étoile de masse réellement plus faible), car l'axe vertical indique la luminosité totale de l'étoile. Or, il a été montré qu'à masse donnée, la luminosité varie peu en fonction de la rotation, la diminution de température (et donc de flux radiatif) à la surface étant compensée par l'augmentation de l'aire effective de la surface visible qui accompagne l'augmentation du rayon équatorial. Ces étoiles vont cependant finir la séquence principale à une luminosité plus élevée, à cause du temps supplémentaire passé sur celle-ci grâce à l'hydrogène amené de l'enveloppe vers le cœur par mélange rotationnel. L'augmentation de l'hydrogène transformé en hélium va d'ailleurs diminuer la quantité d'hydrogène observé dans les éjecta, quand ce type d'observation est possible. L'hélium créé au cœur va également se retrouver transporté dans l'enveloppe radiative, et l'étoile va évoluer sur un chemin plus lumineux.

En plus du temps supplémentaire passé sur la séquence principale, l'étoile va également passer plus de temps sur la « Blue loop », phase au sein de la phase de géante rouge au cours de laquelle les étoiles suffisamment massives vont faire un aller-retour du côté des températures plus élevées, avant de revenir sur la branche des géantes. Cette phase va également s'effectuer avec un écart de luminosité entre aller et retour plus élevé que sans rotation, dans les deux sens (la luminosité de l'aller est plus faible, et celle du retour plus élevée). Cet effet augmente avec la masse et la vitesse de rotation, et diminue avec la métallicité. On voit sur la Fig. 1.9 qu'à métallicité inférieure à la métallicité solaire ($Z = 0.006$), les étoiles les plus massives vont jusqu'à éviter le premier passage sur la branche des géantes rouges, et passent directement du « Hertzsprung gap⁷ » à la phase de retour de la Blue loop. Du côté observationnel, ceci se traduit notamment par un manque d'étoiles dans la branche des géantes à faible métallicité.

7. Le gap de Hertzsprung est la zone du diagramme HR entre la séquence principale (fusion de l'hydrogène dans le cœur) et la branche des géantes, pendant laquelle l'enveloppe initialement radiative devient convective et l'hydrogène fusionne en couche autour du cœur qui n'a pas atteint la température nécessaire afin de débiter la fusion de l'hélium qui le compose. Cette phase étant très rapide relativement à la durée de vie de l'étoile, très peu d'étoiles sont observées dans cette zone du

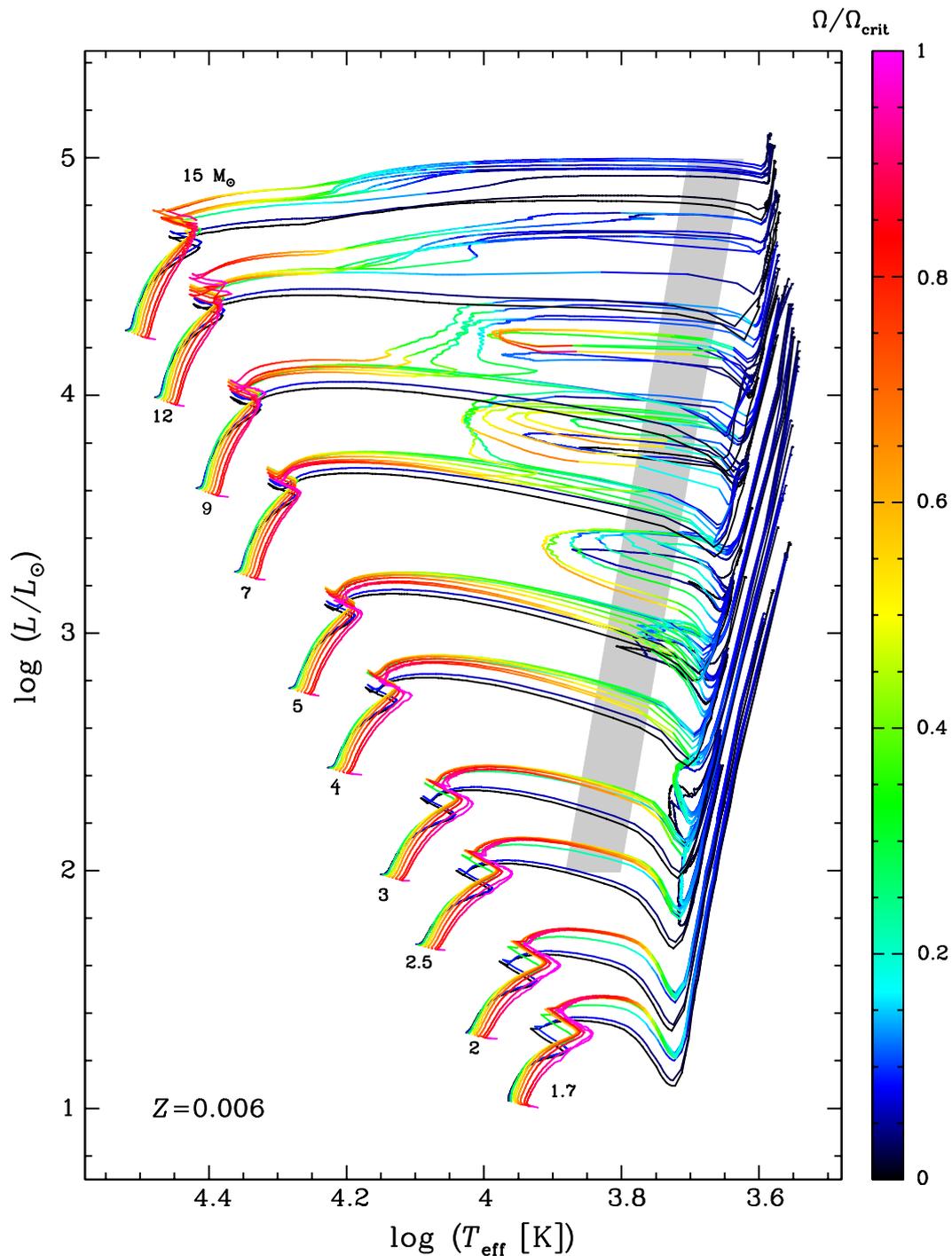


Fig. 1.9.: Diagramme de Hertzsprung-Russell dans lequel des tracés évolutifs de Genève ont été reproduits. La couleur représente la vitesse de rotation de l'étoile en fonction de sa vitesse critique au même instant. Pour chaque masse, indiquée par un nombre au niveau de la séquence principale, les tracés à différentes vitesses de rotation initiale sont montrés. Toutes les étoiles ont une métallicité $Z = 0.006$. La bande grise correspond à la bande d'instabilité que traversent les étoiles plus massives que le Soleil, phase durant laquelle ces étoiles développent des pulsations. Crédit GEORGY et al. (2013).

diagramme HR. Pour plus d'informations concernant l'évolution des étoiles, un résumé est donné par

Le diagramme HR permet également d'avoir une idée de la présence de pulsations dans l'étoile. En effet, comme mentionné précédemment, une zone appelée bande d'instabilité représente les gammes de température et luminosité pour lesquelles les conditions physiques à l'intérieur de l'étoile sont propices au déclenchement des processus d'excitation des modes d'oscillation. Les étoiles de type Céphéide, RR Lyrae, et δ Scuti se trouvent dans cette zone. Théoriquement, toutes les étoiles qui passent par cette zone durant leur évolution développeront des pulsations à ce moment là, et cela concerne un grand nombre d'étoiles, contrairement aux autres types de pulsateurs associés à des types d'étoiles plus spécifiques. Avec la rotation, cependant, le comportement d'une étoile aux abords de cette bande d'instabilité est moins certain. Comme nous l'avons démontré pour l'étoile Sargas (DOMICIANO DE SOUZA, BOUCHAUD et al., 2018), certaines étoiles se retrouvent à cheval sur la bande. L'assombrissement gravitationnel crée une grande différence de température à la surface de l'étoile entre pôles et équateur, et dans le cas de Sargas, cette différence de près de 1000 K entraîne le fait que l'équateur, plus froid, se trouve dans la bande d'instabilité, et le pôle en dehors. Ceci est visible dans la Fig. 1.10 (que j'ai réalisée), sur laquelle les températures polaire, moyenne, et équatoriale sont indiquées. Les âges indiqués à différents moments de l'évolution des étoiles (fin de séquence principale, milieu et fin du gap de Hertzsprung) donnent une idée de la vitesse à laquelle celles-ci le traversent. Le comportement d'une telle étoile du point de vue de la sismologie reste inconnu, et une étude sismique de cette étoile qui a réussi à conserver une vitesse de rotation élevée ($v_{\text{eq}} \simeq 105 \text{ km s}^{-1}$) malgré l'expansion de son enveloppe due à son évolution ($R_{\text{eq}} \simeq 30 R_{\odot}$ pour $M \simeq 5 M_{\odot}$) devrait donner d'intéressants résultats concernant le comportement de rotateurs rapides au bord de la bande d'instabilité.

1.2.2 Spectroscopie

Le spectre d'une étoile contient beaucoup d'informations sur sa température, sa métallicité, son inclinaison (angle i entre l'axe de rotation et la ligne de visée), mais également sa vitesse de rotation. Le spectre est la lumière provenant de l'étoile que l'on a dispersé en longueur d'onde (avec un prisme, par exemple, comme représenté sur la pochette de l'album *The Dark Side of the Moon* de Pink Floyd) afin d'étudier l'intensité de la lumière à chaque longueur d'onde. Le « spectre continu » de l'étoile provient de la diffusion des photons produits dans le cœur par les électrons de l'enveloppe, et ressemble fortement (en première approximation) au spectre d'un corps noir, défini par la loi de Planck. La température effective d'une étoile est d'ailleurs définie comme la température d'un corps noir dont le spectre serait identique à celui de l'étoile (même intensité et amplitude maximale à la même

SILVA AGUIRRE (2018), et une explication détaillée et intuitive est donnée dans les notes de cours de O. R. Pols, disponibles à https://www.astro.ru.nl/~onnop/education/stev_utrecht_notes/.

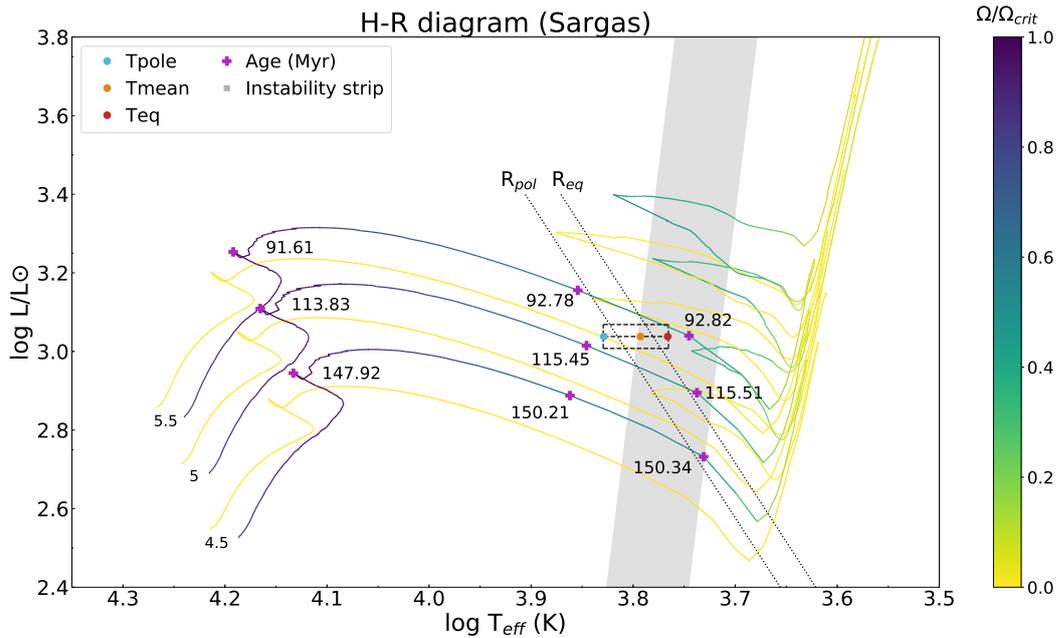
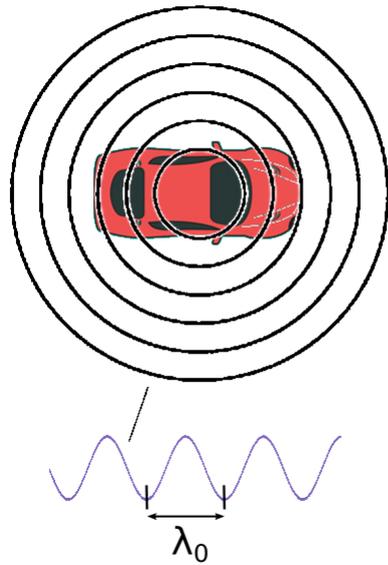


Fig. 1.10.: Position de Sargas dans le diagramme HR. Les températures polaire, moyenne, et équatoriale sont indiquées par des points de couleur. Les tracés évolutifs pour 3 masses, et deux vitesses de rotation initiale ($\Omega = 0$ et $0.95 \Omega_c$), sont indiqués. Fig. extraite de DOMICIANO DE SOUZA, BOUCHAUD et al. (2018).

longueur d'onde, celle-ci dépendant de la température du corps noir via la loi de déplacement de Wien). À ce spectre continu viennent s'ajouter des raies d'absorption ou d'émission, causées par l'absorption ou l'émission de photons par des particules (atomes, ions, molécules) de l'atmosphère de l'étoile à des longueurs d'onde précises correspondant à l'écart d'énergie entre différents niveaux électroniques. Les raies d'émission sont produites dans les environnements circumstellaires, dans le cas d'étoiles possédant un disque, soit produit pendant l'évolution de l'étoile par éjection de matière, soit un reste du disque proto-planétaire d'une étoile jeune. Ceux-ci étant des cas particuliers, et les raies d'émission se comportant de façon similaire aux raies d'absorption, nous nous restreindrons ici aux raies d'absorption. Ces raies sont, théoriquement, et dans le cas d'étoiles sans rotation, très fines, car associées chacune à une transition électronique d'énergie fixe. Différents processus tels que l'agitation thermique des particules et le principe d'incertitude de Heisenberg créent un léger élargissement de la raie, la transition ne correspondant plus à une seule longueur d'onde discrète λ , mais à une certaine plage de longueurs d'onde $\delta\lambda$, l'intensité de la raie (sa profondeur, pour une raie en absorption) étant maximale en λ . La raie reste cependant fine pour les raies métalliques (causées par tout élément autre qu'hydrogène ou hélium), et des instruments haute résolution sont nécessaires afin d'observer les raies individuelles, la résolution étant définie comme $R = \lambda/\Delta\lambda$, c'est à dire le rapport de la longueur d'onde sur le pas en longueur d'onde de l'instrument. La résolution spectrale augmente donc quand la longueur d'onde augmente, à pas fixe.

Source immobile



Source mobile

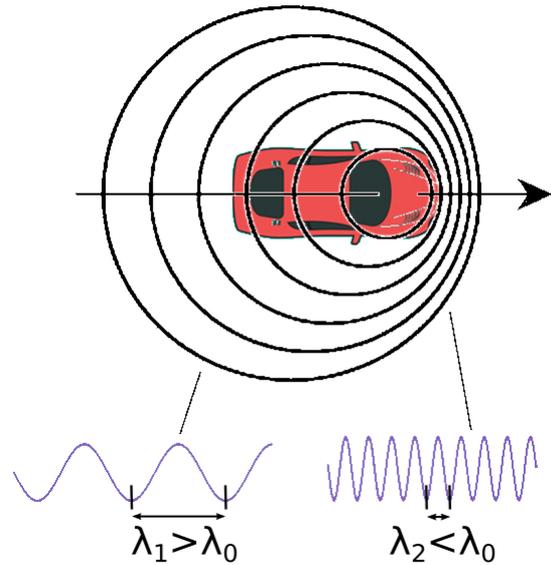


Fig. 1.11.: Illustration de l'effet Doppler, ici pour une onde acoustique. À gauche, la source de l'onde est immobile, et les crêtes de l'onde sont espacées régulièrement, de λ_0 , dans toutes les directions (ici, l'onde est représentée dans le plan, en deux dimensions, mais une onde acoustique se propage bien évidemment dans les trois dimensions de l'espace). À droite, la source se déplace à vitesse constante vers la droite. À l'avant de la source, celle-ci "rattrape" l'onde, et chaque crête est émise plus proche de la précédente que si la source était immobile. L'onde observée à l'avant de la source a donc une longueur d'onde $\lambda_2 < \lambda_0$. En arrière de la voiture, le contraire se produit, et $\lambda_1 > \lambda_0$. Ce phénomène est flagrant lorsqu'on écoute le son produit par une formule 1, ou une sirène d'ambulance, qui passe devant nous. Le son perçu est plutôt aigu au départ, quand le véhicule se rapproche de nous, atteint sa tonalité réelle devant nous, puis devient plus grave quand il s'éloigne de nous.

Le spectre observé résulte cependant de l'intégration de la lumière de l'étoile sur sa surface visible. La contribution de tous les éléments de surface est donc prise en compte. Ceux-ci étant à la même température, et ayant une vitesse radiale identique, égale à la vitesse radiale de l'étoile due à son mouvement propre, leur contribution à la raie d'absorption est à la même longueur d'onde (dans $\delta\lambda$ en tout cas). Quand l'étoile tourne rapidement sur elle-même, ceci n'est plus vrai. L'assombrissement gravitationnel introduit une différence de température d'un élément de surface à un autre. Les transitions électroniques étant très sensibles à la température de surface de l'étoile, ceci va créer des différences dans les rapports de largeur équivalente (décrite ci-après) entre différentes raies. Or, ces rapports sont utilisés pour la classification en types spectraux des étoiles (voir MATHYS, 1988, par exemple pour les étoiles de type O), que la rotation complique. L'effet le plus spectaculaire de la rotation sur les profils de raies est l'élargissement de celles-ci dû à l'effet Doppler. L'effet Doppler (pour les ondes mécaniques, Doppler-Fizeau pour les ondes électromagnétiques)

décrit le décalage en longueur d'onde entre l'onde perçue par un observateur et l'onde émise par un objet dont le mouvement possède une composante selon la ligne de visée de l'observateur. La longueur d'onde perçue subira un décalage vers les hautes longueurs d'onde pour une source s'éloignant de l'observateur⁸, et vers les faibles longueurs d'onde pour un objet se rapprochant. Une représentation visuelle de ce phénomène est donnée Fig. 1.11.

L'effet Doppler est très important pour l'étude du spectre des étoiles en rotation rapide. L'étoile tournant sur elle-même, une moitié de la surface visible de l'étoile se rapproche de nous, tandis que l'autre moitié s'en éloigne (évidemment, ceci n'est vrai que si la vitesse radiale de l'étoile est nulle, sinon cette vitesse doit être ajoutée au champ de vitesse induit par la rotation). Le paramètre pertinent ici est la vitesse linéaire de rotation projetée sur la ligne de visée. Celle-ci est égale à la vitesse linéaire à une extrémité de la surface visible, diminue jusqu'à atteindre zéro au centre (car le déplacement dû à la rotation est perpendiculaire à la ligne de visée à cet endroit), puis atteint l'opposé de la vitesse linéaire à l'autre extrémité. En chaque point de l'étoile la vitesse projetée est donc telle que $-v_{\text{eq}} \sin i < v_{\text{proj}} < v_{\text{eq}} \sin i$. Le flux émis à la longueur d'onde théorique d'une raie λ_0 , par exemple la raie du magnésium ionisé (MgII) à 4481 Å, sera perçue par l'observateur (les instruments) à différentes longueurs d'onde selon l'endroit de la surface où on regarde, chaque élément de surface subissant un effet Doppler différent selon sa vitesse projetée. Le fond de la raie sera perçu pour certains éléments à une longueur d'onde supérieure à λ_0 , pour d'autres à une longueur d'onde inférieure. En intégrant le flux sur l'étoile, on observe ainsi une raie plus large que sans rotation, mais également moins profonde. Ce processus est représenté en Fig. 1.12. Le flux émis dans la raie est le même, il est juste étalé en longueur d'onde, donc la largeur équivalente de la raie est la même, ce qui n'impacte a priori pas la classification spectrale de ces étoiles. La largeur équivalente d'une raie est la largeur (en unité de longueur d'onde) d'un rectangle de hauteur unité d'aire égale à l'aire entre la raie et le niveau du continu. Cette définition est valable uniquement pour un spectre dont le continu est normalisé à 1. Elle est illustrée Fig. 1.13.

Cet élargissement peut être utilisé pour déterminer la vitesse de rotation de l'étoile à partir des spectres. La méthode la plus utilisée pour cela est la transformée de Fourier. Cette méthode est décrite et employée par SIMÓN-DIAZ et HERRERO (2007) pour déterminer la vitesse de rotation d'étoiles de type spectral OB, mais une description plus complète de la méthode est donnée par GRAY (1976). Elle est basée sur l'hypothèse que le profil d'une raie spectrale consiste en la convolution d'un

8. Ce "décalage vers le rouge" (le rouge étant associé aux grandes longueurs d'onde du spectre visible), en anglais "redshift", est très utilisé en cosmologie comme unité de distance. En effet, puisque l'univers est en expansion, tout objet non lié gravitationnellement à nous s'éloigne de nous à une vitesse proportionnelle à son éloignement. Donc une distance plus élevée signifie un effet Doppler plus fort, donc un "redshift" plus élevé.

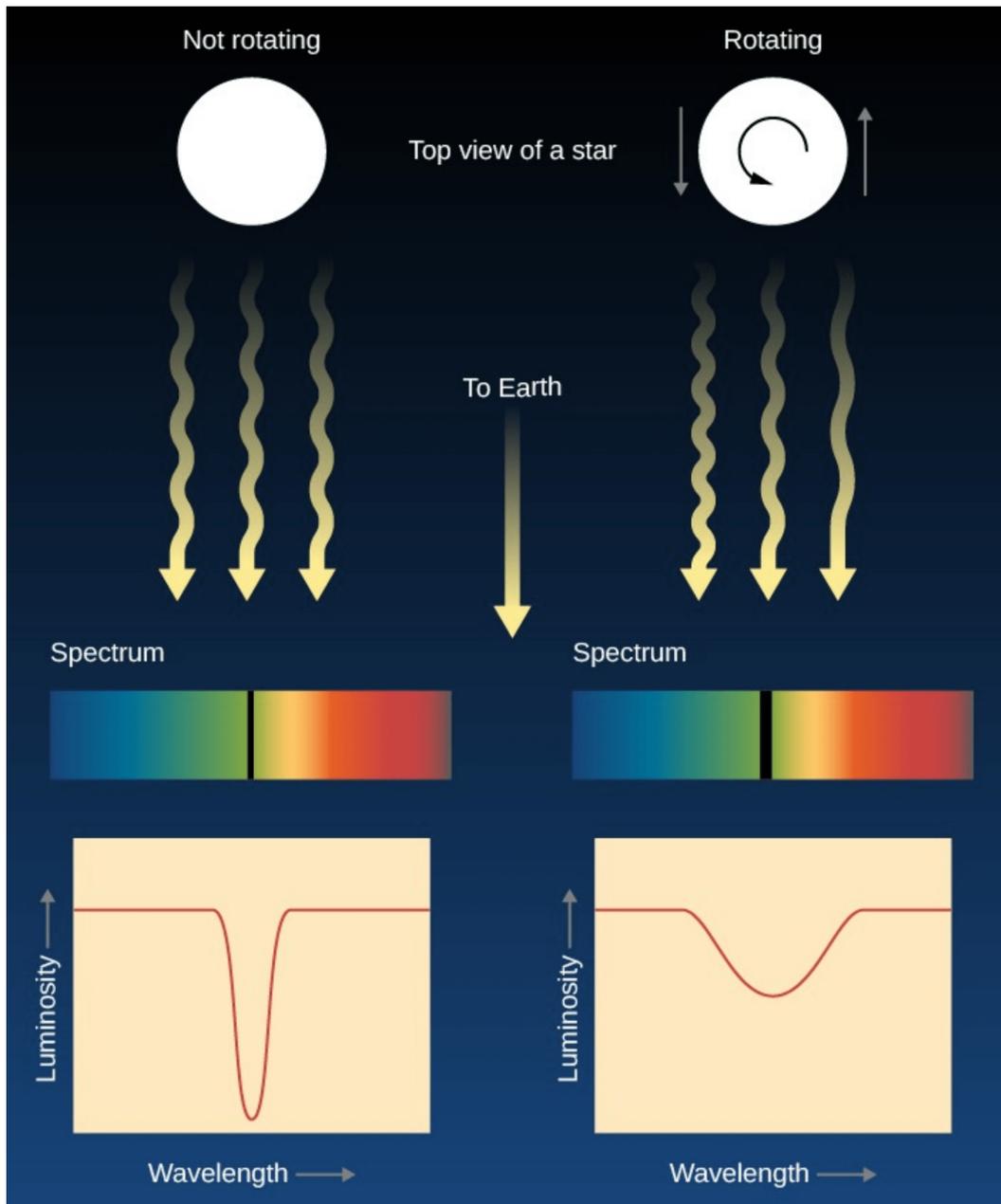


Fig. 1.12.: Visualisation de l'élargissement rotationnel des raies spectrales par effet Doppler. En l'absence de rotation (gauche), la raie émise par tous les éléments de surface reste à la même longueur d'onde. La raie a une certaine finesse et profondeur. Avec rotation, le flux émis dans la raie par différentes parties de l'étoile, ayant une vitesse radiale différente, voit sa longueur d'onde perçue par l'observateur modifiée. La raie observée est ainsi plus large et moins profonde que dans le cas sans rotation. Sa largeur équivalente est cependant conservée. Crédit OpenStax CNX, <https://openstax.org/details/books/astronomy>.

profil intrinsèque et de profils de rotation, de macroturbulence (mouvements de turbulence à grande échelle), et du profil instrumental. Or, seule la transformée de Fourier du profil rotationnel comporte des zéros. La convolution se transforme en produit dans l'espace de Fourier, donc ces zéros se retrouvent dans la transformée du profil global de la raie. La fréquence du premier zéro (de fréquence σ_0 la plus

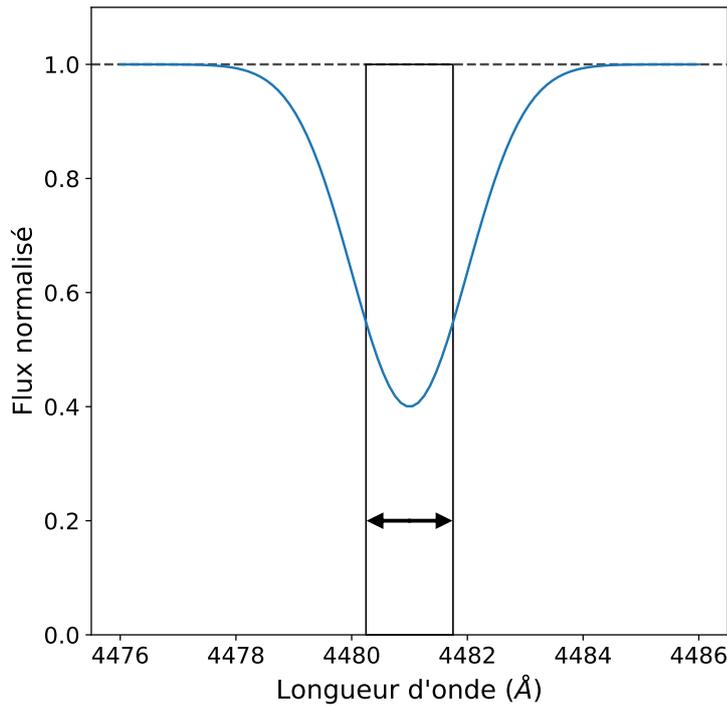


Fig. 1.13.: Illustration de la largeur équivalente d'une raie spectrale. Celle-ci est la largeur du rectangle, indiquée par une flèche, de même aire que la raie.

élevée) est liée à la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée ($v \sin i$) par la formule

$$\frac{\lambda}{c} v \sin i \sigma_0 = 0.660. \quad (1.10)$$

Il est ainsi théoriquement possible de déterminer la vitesse de rotation d'une étoile indépendamment des autres processus d'élargissement des raies spectrales. Ceci est faux pour la microturbulence (turbulence à courte échelle), qui ajoute des zéros dans la transformée. La confusion entre les zéros provenant des deux processus n'est cependant un problème qu'à vitesse de rotation faible, inférieure à environ 20 km s^{-1} . Les raies les plus facilement exploitables par cette méthode et donnant les résultats les plus fiables sont les raies métalliques fines et bien séparées des autres. À vitesse de rotation élevée, ces raies deviennent rares à cause du fort élargissement rotationnel qu'elles subissent. En effet, à cause de leur finesse, l'élargissement rotationnel les étale en longueur d'onde, et beaucoup de ces raies disparaissent dans le bruit de fond du continu.

Enfin, il est possible d'obtenir des informations sur la rotation de l'étoile d'après les effets qu'ont les taches à la surface de l'étoile sur le profil des raies spectrales. Lorsque l'étoile tourne sur elle-même, les taches se déplacent sur la surface, et le profil des raies change en conséquence. Une périodicité temporelle dans ces déformations peut notamment permettre de déduire la période de rotation de l'étoile. Il est cependant

parfois difficile d'isoler l'effet de la rotation et déterminer la cause de ces variations de profil, qui peuvent également provenir d'accrétion périodique à partir d'un disque, de « clumps » (paquets de matière) dans l'environnement circumstellaire d'étoiles massives (FLOHIC, 2008), ou des variations d'intensité produites par les pulsations à la surface de l'étoile, comme expliqué Sect. 1.2.4. Une variation du profil des raies est également causée par le passage d'un compagnon (étoile ou planète) devant la ligne de visée, d'après l'effet Rossiter-McLaughlin (OHTA et al., 2005).

1.2.3 Interférométrie optique à longue base

Malgré les avancées importantes dans la compréhension des effets de la rotation sur les étoiles permises par les techniques précédentes, l'interférométrie⁹ reste la technique de prédilection pour étudier les étoiles en rotation rapide. Cette technique d'observation étant au cœur de mon travail de thèse, je vais ici en détailler le principe, et décrire les précieuses informations qu'elle peut nous fournir sur la surface de l'étoile.

Cette technique d'observation a ouvert l'accès à un nouveau pan de la physique stellaire en faisant passer les étoiles observées d'un point source à une source d'intensité étendue. Pour ce faire, les interféromètres, tels que les instruments du VLTI¹⁰ de l'ESO au Chili ou du réseau CHARA¹¹ aux États-Unis, combinent la lumière reçue d'un astre par au moins 2 télescopes séparés d'une distance B pour analyser cet astre avec le pouvoir de résolution d'un télescope monolithique de diamètre $D = B$. Le diamètre des deux télescopes pouvant être beaucoup plus petit que la distance les séparant, il est possible d'obtenir des résolutions équivalentes à celle d'un télescope de plusieurs centaines de mètres de diamètre, impossible à réaliser dans la pratique, en éloignant de cette même distance deux télescopes de quelques mètres de diamètre. En comparaison, l'ELT¹², futur télescope optique/IR le plus grand du monde, aura un miroir de « seulement » 39 m de diamètre. En faisant interférer les ondes électromagnétiques récoltées par les deux télescopes, des franges d'interférence sont produites. À partir du contraste de ces franges, c'est-à-dire la différence entre l'amplitude maximale et minimale du flux combiné des deux faisceaux, les instruments mesurent des quantités liées à la « visibilité complexe » V associée à une base en particulier, telles que son module au carré ou la clôture de phase (qui nécessite au moins trois télescopes), définis ci-après. La visibilité complexe n'est pas mesurable directement à cause des turbulences atmosphériques terrestres qui introduisent des variations rapides du chemin optique de la lumière.

9. Par la suite, j'emploierai le mot « interférométrie » pour désigner l'interférométrie optique à longue base, à distinguer de l'interférométrie radio.

10. Very Large Telescope Interferometer

11. Center for High Angular Resolution Astronomy

12. Extremely Large Telescope

Elle peut néanmoins être calculée théoriquement afin de reproduire les observables. D'après le théorème de van Cittert-Zernike, V est égale à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité à la surface de l'étoile, $\tilde{I}(u, v)$, normalisée par la même quantité calculée pour la base $(u, v) = (0, 0)$, avec u et v les coordonnées de la base dans l'espace de Fourier. Ainsi,

$$V(\lambda, u, v) = \frac{\tilde{I}_\lambda(u, v)}{\tilde{I}_\lambda(0, 0)}, \quad (1.11)$$

avec

$$\tilde{I}_\lambda(u, v) = \iint I_\lambda(x, y) e^{-2i\pi(xu+yv)} dx dy \quad (1.12)$$

$$\simeq \sum_j I_\lambda(x_j, y_j) e^{-2i\pi(x_j u + y_j v)} \frac{dS_{\text{proj},j}}{d^2}, \quad (1.13)$$

l'équation 1.13 correspondant à une discrétisation du problème. $I_\lambda(x_j, y_j)$ est l'intensité émise par l'élément de surface j de coordonnées angulaires x_j et y_j sur la surface visible de l'étoile ; $dS_{\text{proj},j}$ la surface projetée de l'élément j ; et d la distance de l'observateur à l'étoile (de façon à avoir une surface projetée angulaire). L'équation 1.13 implique que $\tilde{I}(0, 0)$ est tout simplement le flux intégré sur la surface de l'étoile.

Cette visibilité complexe V peut être décomposée en son module et sa phase. Le module, ou plus régulièrement le carré de son module, $|V|^2$, appelé « visibilité carrée », donne d'importantes informations sur la géométrie du système observé. Dans le cas simple où l'étoile est représentée par un disque uniforme (UD, *uniform disk*), c'est-à-dire une distribution d'intensité uniforme à la surface, le module de visibilité s'exprime en fonction de la fonction de Bessel de première espèce du premier ordre comme

$$V = \frac{2J_1(\pi\theta B_{\text{proj}}/\lambda)}{\pi\theta B_{\text{proj}}/\lambda}, \quad (1.14)$$

où B_{proj} est la longueur de la base projetée sur le plan du ciel, avec B_{proj}/λ la « fréquence spatiale » de cette base, et θ le diamètre angulaire dans la direction de la base. Les coordonnées (u, v) sont les projections de la fréquence spatiale (également appelées fréquences spatiales en général) sur les axes x et y , donc $(u = \frac{B_x}{\lambda}, v = \frac{B_y}{\lambda})$. Pour un UD, $|V|$ est unitaire quand l'étoile est non résolue, c'est-à-dire quand elle est vue comme un point source, puis diminue quand la fréquence spatiale augmente, jusqu'à atteindre 0 quand la base projetée est telle que

$$\theta \simeq 1.22 \frac{B_{\text{proj}}}{\lambda}. \quad (1.15)$$

Ce diamètre apparent est ainsi la première information rendue accessible par l'interférométrie, car c'est un modèle simple à calculer donnant une première estimation du diamètre angulaire de l'étoile (dont la distribution d'intensité n'est pas uniforme en réalité). Si l'on dispose de bases projetées ayant différentes orientations sur le plan du ciel, il est possible de scanner l'étoile et obtenir le diamètre selon différentes directions. La forme de l'étoile, et donc son aplatissement dans le cas de la rotation rapide, défini comme

$$\varepsilon = 1 - \frac{R_{\text{pole}}}{R_{\text{eq}}}, \quad (1.16)$$

est désormais accessible. Une même base au sol peut correspondre à différentes bases projetées au cours du temps, grâce à la rotation de la Terre (effet de super-synthèse), ces bases projetées permettant elles-mêmes de scanner différentes fréquences spatiales en observant à différentes longueurs d'onde. Les interféromètres exploitent ces deux principes en faisant des observations successives dans le temps à partir de plusieurs bases en même temps. VAN BELLE et al. (2001) furent les premiers à exploiter ces nouvelles capacités instrumentales pour déterminer l'aplatissement d'Altair, à partir de données de l'instrument PTI (Palomar Testbed Interferometer). La visibilité ne sert cependant pas uniquement à déterminer le(s) diamètre(s) d'une étoile. La géométrie du système, quel qu'il soit, a une signature caractéristique dans la visibilité, et une couverture appropriée du plan uv (répartition des coordonnées u et v des bases projetées sur le plan du ciel) permet d'avoir une idée de la morphologie du système. La Fig. 1.14 montre l'aspect de la courbe du module de visibilité de quelques objets simples, étoile, binaire, etc. On peut notamment voir dans cette figure le mélange des signatures dans le cas de systèmes composites, avec le cas de la binaire dont une composante (UD) est nettement plus brillante que l'autre (courbe rose 'trait-point-point') qui ressemble à la courbe du disque uniforme seul (courbe verte 'trait-point') à laquelle s'ajoute une modulation semblable à la courbe du système binaire simple avec le même rapport de flux (courbe rouge pointillée).

Pour une étoile isolée en rotation rapide, en plus de son aplatissement, les effets des assombrissements centre-bord et gravitationnel peuvent être visibles dans les courbes de visibilité. L'assombrissement centre-bord désigne la diminution du flux reçu des éléments de surface de l'étoile quand on s'éloigne du centre de la surface visible. En effet, le flux émergent de l'étoile a tendance à être dirigé perpendiculairement à la surface, et une fraction de plus en plus faible du flux total est perçue quand la ligne de visée de l'observateur se rapproche de la tangente à la surface. Autrement dit, l'intensité émise diminue au fur et à mesure que μ se rapproche de 0, μ étant le cosinus de l'angle α entre la normale à la surface et la direction d'émission/observation. Le bord de l'étoile, associé à un μ proche de zéro, est donc moins lumineux que le centre de la surface visible. Cela se traduit principalement dans les courbes de visibilité par un premier zéro étant atteint pour une fréquence spatiale

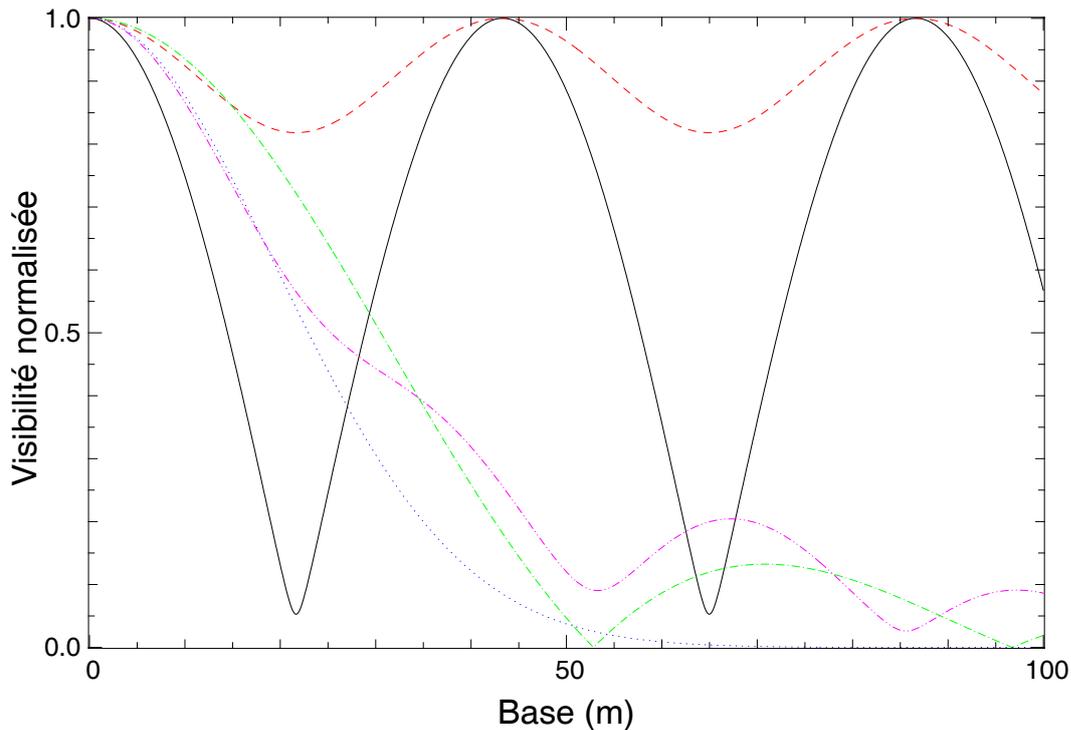


Fig. 1.14.: Visibilité théorique de différents types d'objets : une binaire de rapport de flux 0,9 et de séparation 10 mas, en trait plein noir ; la même binaire mais de rapport de flux 0,1 en trait tiret rouge ; un disque uniforme de diamètre 10 mas en trait-point vert ; une gaussienne de largeur 10 mas en pointillé bleu ; enfin, en trait-point-point rose, le précédent disque uniforme + un point séparé de 10 mas avec un rapport des flux de 0,1. Crédit MILLOUR (2006).

plus élevée, le diamètre de l'étoile paraissant plus petit. Cet effet est observé sur n'importe quelle étoile, puisqu'il est indépendant de la rotation. La même signature dans la visibilité est cependant visible quand l'assombrissement gravitationnel est pris en compte, mais seulement si l'étoile est vue depuis le pôle, comme c'est le cas pour l'étoile Véga par exemple. Dans ce cas, les deux assombrissements créent le même effet de diminution du diamètre apparent. Quand l'inclinaison de l'étoile est non nulle, l'effet de l'assombrissement gravitationnel sur la visibilité (examiné par exemple par DOMICIANO DE SOUZA, VAKILI et al., 2002) est plus complexe, et moins facilement détectable. Son effet est cependant nettement visible dans les données de clôture de phase, l'autre observable interférométrique de prédilection pour l'étude de la rotation. La différence de phase entre les fronts d'onde détectés par les deux télescopes, aussi définie comme l'argument de la visibilité complexe, contient des informations importantes sur la distribution d'intensité à la surface de l'étoile. Il est cependant impossible en pratique, avec des télescopes au sol, d'obtenir la différence de phase absolue de la lumière provenant de l'étoile à cause des turbulences atmosphériques. Les mouvements de matière et écarts de température en différents endroits de l'atmosphère induisent des délais dans la phase, comme si la lumière parcourait une distance différente en fonction du chemin emprunté. La différence de phase détectée au niveau des télescopes est donc la somme de la différence de phase

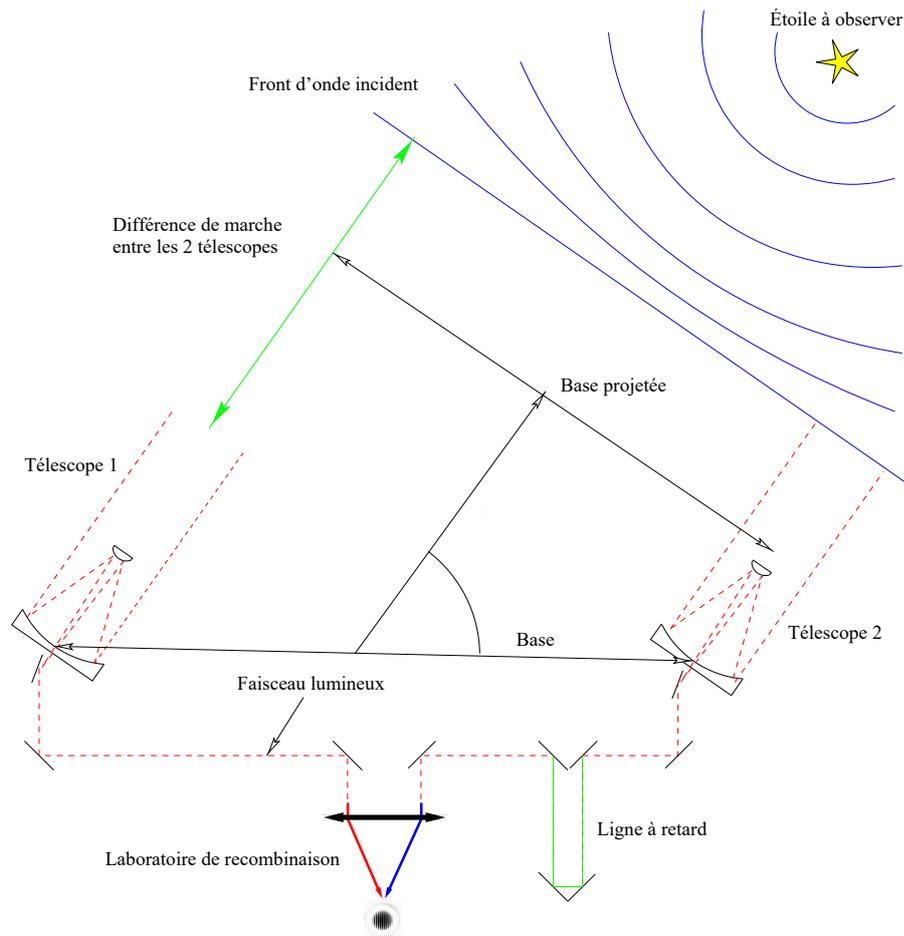


Fig. 1.15.: Schéma d'un interféromètre à 2 télescopes. Le front d'onde incident de l'étoile est capté par les deux télescopes à deux instants différents à cause de l'angle entre la base au sol et la base projetée. Le trajet du faisceau lumineux du télescope 2, détecté en premier, est allongé par la ligne à retard afin de synchroniser les deux faisceaux avant de les recombiner pour obtenir des franges d'interférence. Crédit MILLOUR (2006)

réelle ϕ_0 et d'un délai additionnel $\delta\phi$ introduit par l'atmosphère. Ce $\delta\phi$ est malheureusement impossible à déterminer, notamment à cause de la vitesse élevée à laquelle la structure de l'atmosphère évolue dans le temps (de l'ordre de la milliseconde). Des techniques d'optique adaptative de plus en plus performantes parviennent à stabiliser le front d'onde dans une certaine mesure, à l'aide d'un détecteur de front d'onde, qui analyse celui-ci en temps réel, et d'un miroir déformable qui s'adapte à la forme du front d'onde communiquée par le détecteur. Cette technique facilite l'obtention des franges d'interférence en stabilisant la différence de marche entre les deux faisceaux, qui est ensuite compensée de façon artificielle en augmentant la distance parcourue dans l'instrument par le faisceau « en avance ». Ceci est illustré sur la Fig. 1.15.

Ce n'est cependant pas suffisant pour déterminer la différence de phase réelle de chaque base. C'est ici qu'entre en jeu la clôture de phase. Cette observable n'est dis-

ponible qu'à partir du moment ou au moins 3 télescopes sont utilisés simultanément pour observer l'astre. Si la différence de phase réelle entre les télescopes 1 et 2 due à l'inclinaison de la ligne de visée par rapport à la normale à la base (voir Fig. 1.15) est notée ϕ_{12} , la phase réelle mesurée est $\Phi_{12} = \phi_{12} + [\delta\phi_1 - \delta\phi_2]$. En effet, on peut voir sur la Fig. 1.15 qu'un délai $\delta\phi_1$ causé par l'atmosphère au dessus du télescope 1 augmente la différence de marche déjà existante entre les deux télescopes, alors qu'un délai $\delta\phi_2$ au dessus du télescope 2 la diminue. Dans cette convention, les différences de marche réelles correspondant aux 3 bases sont

$$\begin{aligned}\Phi_{12} &= \phi_{12} + [\delta\phi_1 - \delta\phi_2] \\ \Phi_{23} &= \phi_{23} + [\delta\phi_2 - \delta\phi_3] \\ \Phi_{31} &= \phi_{31} + [\delta\phi_3 - \delta\phi_1].\end{aligned}\tag{1.17}$$

En additionnant les trois, les composantes dues à l'atmosphère s'annulent. La clôture de phase est ainsi définie comme

$$\text{CP}_{123} = \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}.\tag{1.18}$$

En « clôturant » le cycle des trois télescopes, on peut ainsi obtenir une information de phase sur la lumière de l'étoile. Pour un disque uniforme, la clôture de phase est nulle ou égale à $\pm\pi$ en fonction de la fréquence spatiale, les sauts se produisant à chaque fois que le module de la visibilité atteint un minimum. Dans le cas du DU, la clôture est ainsi nulle jusqu'à ce que la fréquence spatiale atteigne le diamètre angulaire de l'objet, où elle passe brutalement à $\pm\pi$. Ceci est cependant vrai uniquement en cas de symétrie centrale de la distribution d'intensité de la source. Toute brisure de cette symétrie modifie la courbe de clôture de phase. L'intérêt dans le cas de la rotation vient du fait que l'assombrissement gravitationnel a tendance à lisser la transition de 0 à $\pm\pi$. Cet effet est visible pour n'importe quelle inclinaison de l'étoile, et dépend d'ailleurs de celle-ci. Si l'on dispose de plusieurs termes de clôture de phase, suivant plusieurs triangles de télescopes, on peut ainsi reconstituer la distribution d'intensité à la surface de l'objet, comme l'ont fait MONNIER et al. (2007) pour Altair à partir de données de l'instrument MIRC du réseau CHARA aux États-Unis. Ce procédé s'appelle la « reconstruction d'image » et a donné les premières images d'étoiles autres que le Soleil. Les différents interféromètres actuels combinent la lumière provenant simultanément de 4 (e.g. VLT/PIONIER, VLT/GRAVITY) à 6 (e.g. NPOI, CHARA/MIRC) télescopes. Cela donne respectivement 6 bases/4 triangles et 15 bases/20 triangles, donc autant de points de visibilité et clôture de phase à chaque observation. Ainsi, l'association de la clôture de phase et du module de la visibilité permet théoriquement de contraindre à la fois la forme de l'étoile (en fonction des

bases disponibles) et son angle de position, c'est-à-dire son orientation dans le ciel définie comme l'angle entre son axe polaire et le nord céleste ; ceux-ci permettent à leur tour de contraindre son inclinaison et sa vitesse de rotation.

1.2.4 Astérosismologie

Comme nous l'avons déjà mentionné, les modes de mêmes n et l sont confondus en l'absence de rotation. Les différents ordres sont ainsi bien discernables les uns des autres, comme on peut le voir sur le spectre d'oscillations du Soleil, dont une section est présentée en Fig. 1.5.

La rotation entraîne une séparation en fonction de l'ordre azimutal m , les pics à $l \neq 0$ étant subdivisés en plusieurs pics. Le chevauchement des multiplets n'est en général pas suffisamment exact pour fusionner les pics, mais peut nuire à l'identification de modes suffisamment proches. De plus, des pics supplémentaires peuvent apparaître si un phénomène localisé en une zone de la surface affecte la courbe de lumière à chaque tour effectué par l'étoile sur elle-même (des taches par exemple). Ce phénomène n'affecte en général que l'identification des modes de gravité, les modes de pression exhibant des fréquences largement supérieures à la vitesse de rotation. Ce dernier point indique un lien étroit avec la spectroscopie, qui permet également de détecter ce genre de phénomène comme nous l'avons mentionné en fin de Sect. 1.2.2. Le même type d'analyse, c'est-à-dire l'étude des variations du profil des raies spectrales au cours du temps, peut également permettre d'obtenir des informations sur les modes et leur géométrie (OSAKI, 1971). En effet, les variations locales de température dues aux pulsations impactent directement la profondeur des raies produites en différents endroits de la surface. Chaque élément de surface aura ainsi une contribution différente à l'intensité de la raie, ces écarts de contribution étant d'autant plus visibles qu'ils surviennent à différentes longueurs d'onde grâce à l'élargissement de la raie par effet Doppler. Le profil de la raie intégrée sur la surface et son évolution au cours du temps permettent ainsi de contraindre la géométrie globale des modes d'oscillation sur la surface visible.

La compréhension des signatures observationnelles de la rotation sur les étoiles passe par la reproduction de ces données grâce à des modèles numériques d'intérieur stellaire. La rotation a malheureusement des effets à 2 voire 3 dimensions, que les ordinateurs et méthodes numériques actuelles ne parviennent toujours pas à modéliser de façon complète, tout en ayant recours à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (symétries, absence de champ magnétique, etc.). Le 20^e siècle a cependant vu de nombreuses méthodes être développées au travers des tentatives de différentes équipes de modéliser des étoiles déformées par la rotation, et les différents mécanismes de transport engendrés en leur sein par celle-ci. Voyons ici

les étapes clés de cet effort international visant à décrire rigoureusement l'intérieur d'un rotateur rapide.

1.3 Modélisation

Les premiers travaux de modélisation d'étoiles en rotation se limitaient à des vitesses de rotation faibles, donc des étoiles s'éloignant peu de la sphéricité, qui leur permettaient d'utiliser des méthodes perturbatives (CHANDRASEKHAR, 1933 ; SWEET et ROY, 1953). Des vitesses de rotation élevées ont été atteintes en premier par JAMES (1964), dans des étoiles polytropiques¹³ en rotation solide (toute l'étoile tourne à la même vitesse angulaire, comme une boule solide). Ses travaux furent suivis par STOECKLY (1965) qui montra la déformation extrême subie par une étoile polytropique à rotation élevée quand la rotation différentielle est prise en compte. La même année, ROXBURGH et al. (1965) réussit à s'affranchir des polytropes en décomposant l'étoile en deux domaines, un domaine interne où la force centrifuge est négligée, et un domaine externe dans lequel l'approximation de Roche est employée. Sa méthode est cependant limitée en terme de vitesse de rotation et suppose que la zone radiative est en équilibre hydrostatique, hypothèse physiquement irréaliste. OSTRIKER et MARK (1968) initièrent ensuite une série de travaux basés sur l'utilisation de la méthode SCF, ou « Self-Consistent Field ». Cette méthode consiste à démarrer d'une certaine distribution de densité dans l'étoile, que l'on intègre du cœur à la surface pour obtenir le potentiel total, grâce à une formule intégrale dérivée à partir des équations du mouvement et de Poisson. Ce potentiel impose une nouvelle distribution de densité via une seconde relation (qui découle des conditions d'équilibre), densité qui est à nouveau intégrée, et ainsi de suite jusqu'à convergence vers une distribution de densité constante d'un cycle à l'autre. Le fait que le champ de densité soit identique au champ de densité qui découle du potentiel qu'il a lui-même engendré a donné à la méthode son nom, qui signifie « champ auto-cohérent ». Les travaux suivants de cette série ont exploité et amélioré la méthode, JACKSON (1970) ayant notamment réussi à modéliser une étoile de la séquence principale en prenant en compte l'équilibre thermique global et l'équilibre mécanique de celle-ci, et BODENHEIMER (1971) des étoiles massives en rotation rapide et différentielle. Ils furent cependant limités à des étoiles de masse supérieure à environ $9 M_{\odot}$, à cause de problèmes numériques mal compris à l'époque.

Suite à ces travaux, CLEMENT (1974) formula une nouvelle méthode utilisant la méthode des différences finies pour résoudre l'équation de Poisson et obtenir le

13. Un polytrophe est un système dont l'équation d'état ne dépend que de la pression P et de la densité ρ , sous la forme $P = K\rho^{\gamma}$, où K est une constante arbitraire et γ l'exposant polytropique. En général, l'indice polytropique n , défini tel que $\gamma = 1 + \frac{1}{n}$, est utilisé pour décrire le polytrophe en question.

potentiel gravitationnel. Sa méthode produisit des résultats meilleurs à faible masse que la méthode SCF, mais moins bons à masse élevée, en étant toujours limitée aux étoiles barotropes. Cette méthode de résolution de l'équation de Poisson fut incorporée par CHAMBERS (1976) à la méthode SCF, qui malgré le gain en résolution radiale de sa nouvelle méthode fut bloqué à la même limite de $9 M_{\odot}$ que BODENHEIMER (1971). La méthode SCF fut ainsi jugée fautive, et Clément décida d'incorporer sa méthode à un « schéma de relaxation » (CLEMENT, 1978 ; CLEMENT, 1979), résolvant les équations simultanément plutôt que de manière itérative (comme SCF). Cette nouvelle méthode élargit la gamme de masses modélisables à $1.5 - 60 M_{\odot}$ et fut plus performante que les méthodes SCF dans l'ensemble, malgré sa limitation en vitesse de rotation, la convergence devenant impossible pour des déformations vraiment extrêmes de l'étoile.

De leur côté, ERIGUCHI (1978) développèrent une méthode alternative originale afin d'éviter les limitations de CLEMENT (1978). Cette méthode, nommée EFGH (d'après les initiales des auteurs), échoua d'abord à gérer les conditions de surface, représentant de fortes discontinuités, mais elle fut modifiée par HACHISU et al. (1982) avec succès, leur permettant de modéliser des polytropes dans différentes configurations extrêmes (tores, binaires, etc.). À partir de cette méthode, HACHISU (1986a) et HACHISU (1986b) développent une nouvelle méthode proche du formalisme SCF, qui n'est pas sujette aux limites de la méthode SCF d'OSTRIKER et MARK (1968) à rotation élevée. Cette méthode est également, selon l'auteur, plus efficace numériquement que la technique SFNR (Straightforward Newton-Rhaphson) élaborée l'année d'avant par ERIGUCHI et MUELLER (1985). Leur code repose sur un changement de coordonnées permettant de suivre la surface de l'étoile déformée par la rotation, et un schéma itératif de type Newton-Raphson. Ce code est très puissant et robuste, mais nécessite l'inversion de très grandes matrices, et demande ainsi de grandes capacités numériques et de longs temps de calculs en général, ce qui poussa HACHISU (1986a) à développer leur méthode, tout aussi puissante mais moins gourmande en ressources numériques. L'ensemble de ces méthodes ne traite que des étoiles barotropes, URYU et ERIGUCHI (1994) et ERIGUCHI et MUELLER (1991) ayant simulé des flux baroclines de manière incomplète et non satisfaisante. Plus récemment, les méthodes furent retravaillées par ROXBURGH (2004) et JACKSON, MACGREGOR et al. (2004) et JACKSON, MACGREGOR et al. (2005), qui améliorèrent la microphysique à l'intérieur de l'étoile et la précision des modèles obtenus, toujours dans le cadre d'étoiles barotropes. ROXBURGH (2006) est allé plus loin en modélisant des étoiles barotropes et baroclines, dont le profil de rotation doit cependant être imposé, et sans prendre en compte l'équilibre thermique de l'étoile.

C'est dans ce contexte que ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2007) se sont lancés dans le projet ESTER (Evolution STEllaire en Rotation). Ce projet vise à développer le premier code de modélisation d'étoiles en rotation rapide en 2 dimensions qui prend

en compte l'aspect barocline de celle-ci, et traite ainsi les écoulements baroclines que sont la rotation différentielle et la circulation méridienne de façon « auto-cohérente ». Parmi les succès de ce code, notons la reproduction des paramètres physiques observés des 3 rotateurs rapides ($v_{\text{eq}} > 200 \text{ km s}^{-1}$) α Lyr (Vega), α Oph (Rasalhague), et α Leo (Regulus). Une description détaillée du code est donnée par ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2013), mais ESTER étant au cœur de ma thèse, une section lui est dédiée dans le chapitre 2.

1.4 Description du projet de thèse

Le chapitre 2 décrit dans un premier temps les deux modèles d'intérieur stellaire que j'ai utilisés durant ma thèse, que sont ESTER, déjà mentionné, et l' ω – model, modèle d'assombrissement gravitationnel des mêmes auteurs. La méthode que j'ai utilisée pour associer modèles d'intérieur stellaire et modèles d'atmosphère, ainsi que le code numérique que j'ai développé durant ma thèse qui exploite cette méthode sont ensuite détaillés. Cette méthode fait intervenir le calcul d'observables interférométriques et spectroscopiques, également décrit.

Vient ensuite l'étude de l'étoile Altaïr, rotateur rapide déjà abondamment étudié à cause de sa proximité au Soleil, qui nous a servi de cas d'étude (chapitre 3). L' ω – model est utilisé dans un premier temps pour déterminer ses paramètres géométriques, puis ESTER pour essayer de contraindre ses paramètres fondamentaux, tels que sa métallicité ou la fraction d'hydrogène en son cœur, liée à son stade évolutif. La dégénérescence du problème nous a menés à conduire une étude sismique de cette étoile dans laquelle des modes de pulsation de type δ Scuti ont été observés, afin de mieux contraindre sa masse.

Enfin, le chapitre 4 présente les conclusions de ce travail de thèse, ainsi que les perspectives qu'il apporte concernant la modélisation et la compréhension des rotateurs rapides.

Associer modèles stellaires et modèles d'atmosphère : ESTERIAS

” *It's the job that's never started as takes longest to finish.*

— **Samwise Gamgee**

The Lord of the Rings : The Fellowship of the Ring (by J. R. R. Tolkien)

Ce chapitre est dédié à la description de la méthode que j'ai utilisée pour associer modèles d'intérieur stellaire et modèles d'atmosphère, ainsi que le code numérique associé à cette méthode, que j'ai codé durant ma thèse. Tout a été écrit dans le langage de programmation Python, dans sa version 3.x. Des travaux de COLLINS (1963) sur l'émission du continu dans les atmosphères d'étoiles en rotation rapide, à ceux de CHE et al. (2011) sur la reconstruction d'images de rotateurs rapides tels que β Cassiopeia et α Leonis à partir de données interférométriques, de nombreuses études sont basées sur ce genre d'interface. Je vais tout de même ici décrire en détails la façon dont je m'y suis pris, en commençant par une description plus détaillée que dans l'introduction des modèles ω – model et ESTER, desquels toutes les quantités calculées découlent. Vient ensuite la description de mon code ESTERIAS, de la définition de la surface de l'étoile à la comparaison des données simulées avec les données d'observation, en passant par la sélection des modèles d'atmosphère nécessaires au calcul des cartes d'intensité multi longueur d'onde à la surface de l'étoile, en fonction des valeurs de métallicité, température, et gravité de notre modèle d'étoile.

2.1 ESTER et ω – model

Comme mentionné dans l'introduction, ESTER est le premier code d'intérieur stellaire qui prend en compte de manière cohérente les équilibres mécanique et thermique de l'étoile en 2D. C'est un code complexe, prenant en compte un grand nombre de paramètres physiques. Je vais en détailler ici le fonctionnement, mais de façon

non-exhaustive, car sa création n'a bien évidemment pas fait partie de ma thèse. Son élaboration et son évolution furent un travail de plus de dix ans, travail toujours en cours. Toute information complémentaire concernant le fonctionnement du code pourra néanmoins être trouvée dans RIEUTORD (2016) ou ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2013) par exemple, voire dans le manuel du code lui-même¹. Je décrirai ensuite l' ω – model, alternative donnant une approximation des modèles ESTER que j'ai également utilisé durant ma thèse.

2.1.1 ESTER

Formulation du problème

L'objectif est d'obtenir les paramètres physiques d'une étoile isolée et stable, sur la séquence principale. Aucun champ magnétique n'est inclus, pour simplifier le problème, et le critère séquence principale implique une fraction massique d'hydrogène dans le cœur $X_c > 0$. De plus le projet ESTER a pour but de faciliter l'étude des étoiles en rotation rapide. Or, comme déjà mentionné dans l'introduction, la plupart des rotateurs rapides sont des étoiles de masse intermédiaire ou massives, de type spectral F à O. Une structure interne de type cœur convectif - enveloppe radiative est donc imposée dans les modèles, avec un cœur isentropique².

Quatre équations définissent un tel état :

$$\begin{cases} \Delta\phi = 4\pi G\rho \\ \rho T \mathbf{v} \cdot \nabla S = -\nabla \cdot \mathbf{F} + \varepsilon_* \\ \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla P - \rho \nabla \phi + \mathbf{F}_v \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

Ces équations décrivent trois aspects de la physique des intérieurs stellaires :

- *Le potentiel gravitationnel ϕ* : il est gouverné par la première équation, l'équation de Poisson, complétée par des conditions limites, à savoir le potentiel est continu au centre et devient nul à l'infini. ρ est la densité volumique de masse et G la constante de gravitation universelle.
- *Le champ de température T* : il est donné par l'équation de l'entropie (ou de l'énergie). On peut voir cette équation comme la conservation (ou le bilan) de

1. Les ressources pour télécharger, installer et utiliser ESTER sont disponibles sur la page du projet ESTER, comprenant des liens vers le wiki du projet (pour l'installation) et le manuel d'utilisation : <http://ester-project.github.io/ester/>

2. L'isentropie du cœur vient de l'efficacité du mélange dans une telle zone convective.

l'énergie. Ici P est la pression moyenne, et S l'entropie ; \mathbf{F} est le flux de chaleur, somme des flux radiatif et convectif, qui s'exprime comme $\mathbf{F} = -\chi \nabla T + \mathbf{F}_{\text{conv}}$, avec χ la conductivité thermique et \mathbf{F}_{conv} le flux convectif ; enfin, ε_* est la génération de chaleur par les réactions nucléaires.

- *La dynamique* : les deux dernières équations décrivent le champ de vitesse moyen, \mathbf{v} , régit par la conservation de la quantité de mouvement et de la masse respectivement, dans le cas stationnaire (pas de dépendance en temps). \mathcal{F}_v sont les forces visqueuses.

L'équation d'état liant pression, densité et température, $P = P(\rho, T)$, est donnée par les tables OPAL de ROGERS et al. (1996). L'opacité $\kappa = \kappa(\rho, T)$, intervenant dans l'expression de la conductivité thermique χ , provient des mêmes tables. La génération d'énergie par les réactions nucléaires est calculée à l'aide d'une formule analytique :

$$\varepsilon_*(\rho, T, X, Z) = \varepsilon_0(X, Z) \rho^2 T^{-2/3} \exp(A/T^{1/3}), \quad (2.2)$$

avec A une constante dont la valeur est prise du code d'évolution CESAM (MOREL et LEBRETON, 2008).

Cette équation décrit la production d'énergie par fusion de l'hydrogène soit par la chaîne proton-proton (PP), soit par le cycle Carbone-Azote-Oxygène (CNO, Azote = Nitrogen en anglais), selon la température dans le cœur de l'étoile.

Conditions limites

Le système d'équations doit être complété par des conditions limites pour être résolu. Au centre, il suffit que les solutions soient continues. À la surface, cependant, plusieurs paramètres requièrent une attention particulière.

Comme mentionné précédemment, le potentiel gravitationnel doit s'annuler à l'infini. Cette condition étant difficile à imposer sur une surface de forme arbitraire, le système de BONAZZOLA et al. (1998) fut employé. Celui-ci consiste à ajouter un domaine externe à l'étoile, délimité par une sphère, sur laquelle les conditions limites sont simples à imposer (voir Fig. 2.1, tirée de RIEUTORD et ESPINOSA LARA (2013)).

Le champ de vitesse à la surface (celle-ci étant définie ci-après) doit suivre les deux conditions suivantes :

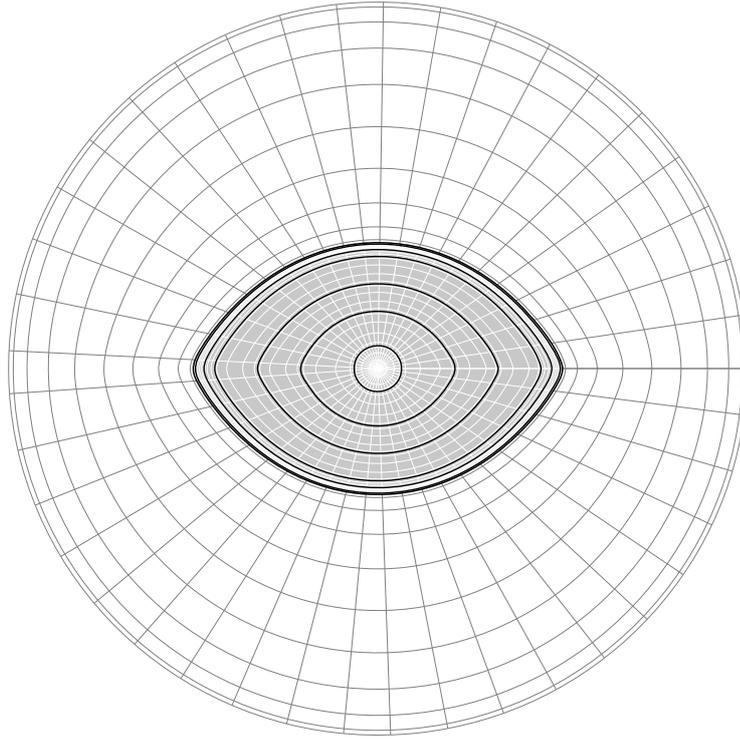


Fig. 2.1.: Géométrie utilisée dans le code ESTER pour la modélisation d'une étoile en deux dimensions. On voit ici le domaine interne (foncé) représentant l'étoile déformée par la rotation, et le domaine externe limité par une sphère. L'étoile elle-même est décomposée en plusieurs sous-domaines (7 dans la figure, le dernier sous la surface étant à peine visible), pour palier aux gradients élevés de pression et densité entre le cœur et la surface, ainsi qu'aux discontinuités (entre zones convective et radiative notamment). Crédit RIEUTORD et ESPINOSA LARA (2013).

- Le fluide ne sort pas de l'étoile : $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$, où \mathbf{v} est le vecteur vitesse, et \mathbf{n} le vecteur normal à la surface.
- Il ne subit pas de stress horizontal : $([\sigma]\mathbf{n}) \wedge \mathbf{n} = 0$, avec $[\sigma]$ le tenseur de stress, également appelé tenseur de contraintes.

Enfin, pour la température, on suppose que l'étoile rayonne localement comme un corps noir, et impose

$$-\chi \mathbf{n} \cdot \nabla T = \sigma T^4. \quad (2.3)$$

Ces conditions limites doivent être appliquées sur la surface de l'étoile, qui est généralement définie comme la sphéroïde de profondeur optique $\tau = 2/3$, ou $\tau = 1$, de façon arbitraire. Dans ESTER, La surface est définie comme l'isobare polaire,

$$P = P_s = \tau_s \frac{g_{\text{pole}}}{\kappa_{\text{pole}}}, \quad (2.4)$$

exprimée ainsi par cohérence avec les modèles à symétrie sphérique. Ici τ_s est la profondeur optique qui définit la photosphère polaire, par défaut égale à 1. g_{pole} et

κ_{pole} sont les valeurs polaires de la gravité effective à la surface et de l'opacité. Cette surface coïncide avec la photosphère de l'étoile uniquement aux pôles, puis s'enfonce de plus en plus dans l'étoile au fur et à mesure que l'on s'approche de l'équateur. Le rayon isobarique diffère donc du rayon photosphérique partout sauf aux pôles. Cependant, on peut démontrer (BOUCHAUD et al., 2020, en annexe) que tant que l'aplatissement de l'étoile ne dépasse pas 0.2, cette différence est inférieure à 1 %, allant jusqu'à ~ 40 % pour une étoile tournant à la vitesse critique. La différence de température, elle, est non négligeable, et celle-ci doit être calculée au niveau de la photosphère. Pour ce faire, la partie de l'étoile au delà de notre surface (l'isobar polaire) est approximée par une atmosphère de type polytrophe d'indice n . On obtient ainsi une expression pour la température sur cette surface $T_s(\theta)$ en fonction de la température effective de l'étoile $T_{\text{eff}}(\theta)$,

$$T_s(\theta) = T_{\text{eff}}(\theta) \left(\frac{g_{\text{pole}}\kappa(\theta)}{g_{\text{eff}}(\theta)\kappa_{\text{pole}}} \right)^{1/(n+1)}, \quad (2.5)$$

où $\kappa(\theta)$ et $g_{\text{eff}}(\theta)$ sont l'opacité et la gravité effective locales.

L'indice polytropique est en général fixé à $n = 3$, valeur correspondant à une couche radiative.

Enfin, le moment angulaire total ou la vitesse équatoriale de surface doit être renseignée.

Solution numérique

L'étoile est décomposée numériquement en plusieurs sous-domaines (voir Fig. 2.1), les points étant répartis dans chaque domaine sur une grille de Gauss-Lobatto, basée sur les polynômes de Chebyshev pour la coordonnée radiale et sur une décomposition en harmoniques sphériques pour la latitude. Cette décomposition en sous-domaines permet de palier aux fortes variations que subissent les paramètres en certains points de l'étoile, notamment au niveau de la surface, en augmentant la résolution à cet endroit si nécessaire. Chaque point est défini par sa distance au centre de l'étoile et sa co-latitude (c'est-à-dire l'angle entre l'axe de rotation et le vecteur radial de position du point en question). Cependant, en interne, le code utilise un système de coordonnées qui s'adapte à la distorsion de l'étoile due à la rotation. L'étoile est considérée axisymétrique (par rapport à l'axe de rotation), et symétrique par rapport au plan équatorial, ainsi, seul un quart de l'étoile doit être calculé.

Le système d'équations 2.1 est ensuite résolu par la méthode de Newton. Cette méthode itérative converge vers une solution de façon quadratique, à condition que

la solution initiale donnée en entrée soit proche de la solution réelle. Elle a d'ailleurs été jugée par RIEUTORD, ESPINOSA LARA et PUTIGNY (2016) comme la méthode la plus adaptée à la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires tel que le système 2.1 qu'une modélisation réaliste d'étoiles en rotation rapide impose. En général, la donnée d'un modèle 1D calculé par ESTER en entrée suffit au calcul d'un modèle 2D. Toutefois, ceci est valable uniquement pour une vitesse de rotation inférieure à environ 50 % de la vitesse critique. Au-delà, un voire plusieurs modèles 2D de vitesses intermédiaires doivent d'abord être calculés, chaque modèle étant donné en entrée au suivant, avant de pouvoir converger vers la vitesse voulue.

La convergence de la solution est atteinte quand la différence $\delta\mathbf{X}$ entre les valeurs de l'ensemble \mathbf{X} des variables du système d'une itération à la suivante est inférieure à un seuil arbitraire, fixé à 1×10^{-9} par défaut dans ESTER. Le modèle est ensuite sauvegardé dans un fichier au format HDF5, et peut par la suite être manipulé par tout langage compatible avec ce format. En plus de ce critère de convergence, la précision du modèle est indiquée par deux tests différents :

- **Le test du viriel** : Il découle naturellement du théorème du Viriel, selon lequel l'énergie cinétique d'un système en équilibre dynamique est égal à l'opposé de la moitié de son énergie potentielle. L'écart relatif entre ces deux quantités est en général autour de 1×10^{-9} .
- **Le test de l'énergie** : C'est l'écart relatif entre la luminosité de l'étoile calculée par intégration sur son volume total du taux de production d'énergie et la luminosité obtenue par intégration du flux à la surface. Il est très influencé par les couches externes du modèle, et sera toujours de l'ordre de 1×10^{-5} ou plus à cause des variations rapides d'opacité vers la surface. Augmenter la résolution du dernier domaine sous la surface permet parfois d'améliorer les résultats de ce test.

Limitations

L'étoile modélisée souffre de plusieurs limitations importantes. Tout d'abord, le modèle représente un instant unique de la vie de l'étoile, durant la séquence principale, et aucune évolution temporelle n'est possible actuellement, même si les travaux des créateurs du code sur ce point sont encourageants et laissent espérer une implémentation du mécanisme d'évolution dans les prochaines années. En attendant, un stade évolué dans la vie de l'étoile peut être simulé en diminuant la fraction massique d'hydrogène dans le cœur par rapport à l'enveloppe. La structure du modèle « évolué » ainsi obtenu ne prend cependant pas en compte l'histoire de l'étoile, notamment le

transport d'éléments chimiques, accentué par la rotation, et la perte de masse (qui devient importante pour des masses initiales élevées).

Elle n'est également sujette à aucun champ magnétique. Ce n'est pas un problème pour les étoiles massives, qui possèdent rarement un champ magnétique élevé, mais pour les étoiles dans la gamme inférieure des masses modélisables par ESTER, cette hypothèse est moins valide.

La masse, quant à elle, a une borne inférieure aux alentours de $1.6 M_{\odot}$. En effet, quand on descend sous les deux masses solaires, des couches convectives commencent à apparaître au niveau de la surface, et la transition d'une configuration cœur convectif - enveloppe radiative vers l'inverse commence à se faire. Comme pour l'évolution, des travaux sont en cours pour modéliser la convection en couche, mais ce processus n'est pas en place dans la version actuelle d'ESTER. Sa limite supérieure est actuellement autour de $40 M_{\odot}$ (GAGNIER et al., 2019). Au delà, la convergence devient très difficile numériquement. Une des causes possibles de cette difficulté est le fait que la densité locale, qui diminue normalement du centre à la surface, augmente à nouveau juste sous la surface. Ceci est dû à la pression de radiation qui devient non négligeable à ces masses-là. Or, ESTER impose une vitesse radiale nulle à la surface, ce qui est en désaccord avec la présence d'un flux radiatif sortant de l'étoile. Il est donc impossible d'obtenir une solution physiquement réaliste avec ESTER pour des masses supérieures à $40 M_{\odot}$. Une discussion de ce problème de densité de surface dans les étoiles massives est donnée par MAEDER (1992).

Utilisation d'ESTER

ESTER peut prendre de nombreux paramètres en entrée, pour créer des modèles de taille, forme et composition très différentes. La liste complète des paramètres ajustables est disponible dans le manuel d'ESTER, je ne présenterai donc ici que les paramètres qui m'ont intéressé durant mon travail de thèse :

- La masse M . Élément essentiel de la structure des étoiles, c'est le paramètre qui affecte le plus les paramètres physiques de l'étoile modélisée. Elle peut aller de 1.6 à $40 M_{\odot}$, mais une masse inférieure à $\sim 2 M_{\odot}$ imposera des incréments de plus en plus faibles des valeurs des paramètres d'entrée pour converger vers un modèle.
- La vitesse angulaire de rotation Ω . Elle est exprimée en fraction de la vitesse képlérienne³ $\Omega_K = \sqrt{GM/R_{\text{eq}}^3}$, avec $\omega = \Omega/\Omega_K$ pouvant aller de 0 (étoile à symétrie centrale, un modèle 1D suffit) à 99 %.

- La fraction massique d’hydrogène dans l’enveloppe X , le ratio de la fraction d’hydrogène dans le cœur sur l’hydrogène dans l’enveloppe, X_c/X , et la métallicité Z . Par défaut, les fractions d’hydrogène et de métaux sont fixées respectivement à $X = 0.7$ et $Z = 0.02$, avec la fraction d’hélium $Y = 1 - X - Z = 0.28$, ces valeurs étant les valeurs solaires de GREVESSE et NOELS (1993). Si X_c/X n’est pas renseigné, il est par défaut égal à 1, pour une étoile sur la ZAMS.
- Le nombre de points radiaux par sous-domaine. Par défaut, la grille de l’étoile est composée de 12 sous-domaines de 30 points chacun, mais il est possible d’augmenter le nombre de points de n’importe quel sous-domaine au choix pour faciliter la convergence. Cela est parfois nécessaire au niveau de la surface quand la masse devient trop faible.

Voyons désormais le modèle alternatif qui m’a été utile lors de l’étude de l’étoile Altair.

2.1.2 ω – model

Ce modèle est né de la volonté de Rieutord et Espinosa Lara de développer un modèle analytique relativement simple à manipuler, mais qui capture correctement les phénomènes physiques essentiels, permettant ainsi d’être plus précis que la loi de von Zeipel (VON ZEIPEL, 1924), laquelle reste trop approximative. En effet, l’expression de von Zeipel, c’est-à-dire $T_{\text{eff}} \propto g_{\text{eff}}^\beta$ où $\beta = 0.25$ pour les enveloppes radiatives (expression originale de Von Zeipel) et $\beta = 0.08$ pour les enveloppes convectives (LUCY, 1967), entraîne une distribution de production d’énergie non-physique. Ce « paradoxe de von Zeipel » est expliqué par exemple dans RIEUTORD (2016). Or, il est désormais nécessaire de modéliser cette distribution de flux pour des étoiles en rotation rapide pour pouvoir interpréter les données toujours plus précises auxquelles l’interférométrie nous donne accès. En modélisant la physique de telles étoiles de façon simplifiée, ils sont parvenus à obtenir des modèles dans lesquels la dépendance en latitude des paramètres physiques (température, gravité, vitesse de rotation angulaire...) en tout point de l’étoile est gouvernée par le seul paramètre ω (d’où le nom d’ ω – model).

3. La vitesse critique réelle Ω_c est inconnue tant que le modèle n’est pas calculé à cette vitesse-là. La vitesse critique du modèle de Roche est souvent utilisée dans la littérature, mais c’est seulement une transformation de la vitesse de rotation keplerienne Ω_K . C’est donc la vitesse keplerienne qui sera utilisée comme référence de la vitesse de rotation angulaire dans la suite du manuscrit, $\omega = 0.5$ signifiant ainsi que la vitesse angulaire est égale à 50 % de la vitesse keplerienne. Une explication plus poussée de la différence entre vitesse critique et vitesse keplerienne est donnée en appendice de RIEUTORD (2016).

Le calcul des paramètres physiques dans l' ω – model se fait à partir de plusieurs hypothèses :

- L'énergie est conservée dans l'étoile, en terme de bilan énergie produite dans le cœur / énergie libérée à la surface.
- Il n'y a pas de source d'énergie dans l'enveloppe. L'intégralité de l'énergie produite par l'étoile est produite lors des réactions de fusion dans son cœur. La condition précédente et celle-ci se traduisent par une divergence nulle du flux radiatif dans l'enveloppe de l'étoile, $\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$.
- Le flux radiatif est anti-parallèle à la gravité effective. Ceci n'est pas exactement vrai dans une enveloppe radiative, où le gradient de température n'est pas aligné avec le gradient du potentiel gravitationnel, dû à la baroclinicité dans les étoiles en rotation rapide. Or, le flux radiatif est anti-parallèle au gradient de température. Cependant, comme montré dans la Fig. 1 de ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2011), la différence de direction entre les deux gradients ne dépasse pas 0.5 degré, même pour une étoile tournant à 90 % de sa vitesse critique. Cette hypothèse est donc robuste, même à vitesse de rotation élevée. Le flux est donc de la forme $\mathbf{F} = -f(r, \theta)\mathbf{g}_{\text{eff}}$, avec r , θ et ϕ les coordonnées sphériques. La gravité effective est ici donnée par le modèle de Roche, modèle amplement utilisé dans la communauté pour la représentation de la distribution de masse dans les étoiles de masse intermédiaire et massives, qui représentent la majorité des rotateurs rapides pour lesquels l' ω – model fut conçu. Ce modèle suppose que l'intégralité de la masse de l'étoile est concentrée en un point, en son cœur, approximation valable pour de telles étoiles (voir COLLINS, 1963, par exemple pour une description du formalisme de Roche).

De ces trois conditions découle le fait que la variation latitudinale de flux dans l'étoile dépend d'un seul paramètre ω , rapport entre la vitesse angulaire de rotation et la vitesse de rotation képlérienne à l'équateur :

$$\omega = \frac{\Omega}{\Omega_K} = \frac{\Omega}{\sqrt{\frac{GM}{R_{\text{eq}}^3}}}. \quad (2.6)$$

Couplées aux conditions limites appropriées, ces trois hypothèses suffisent à décrire une étoile déformée par la rotation, avec des résultats similaires aux modèles 2D produits par le code ESTER. En effet, on peut voir d'après la Fig. 5 de RIEUTORD (2016), reproduite ici en Fig. 2.2 que l'exposant β équivalent de modèles obtenus grâce à l' ω – model et celui de modèles faits avec ESTER sont identiques jusqu'à un aplatissement $\varepsilon \sim 0.25$, avec un écart de moins de 3 % à $\varepsilon = 0.3$, sachant que $\varepsilon = 0.33$ correspond à la vitesse critique (dans l'approximation de Roche). Le même constat peut être fait pour la température effective, avec ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2011) démontrant (Fig. 3, également reproduite en Fig. 2.2) que le rapport $T_{\text{eq}}/T_{\text{pole}}$ donné par un ω – model est identique à celui donné par un modèle

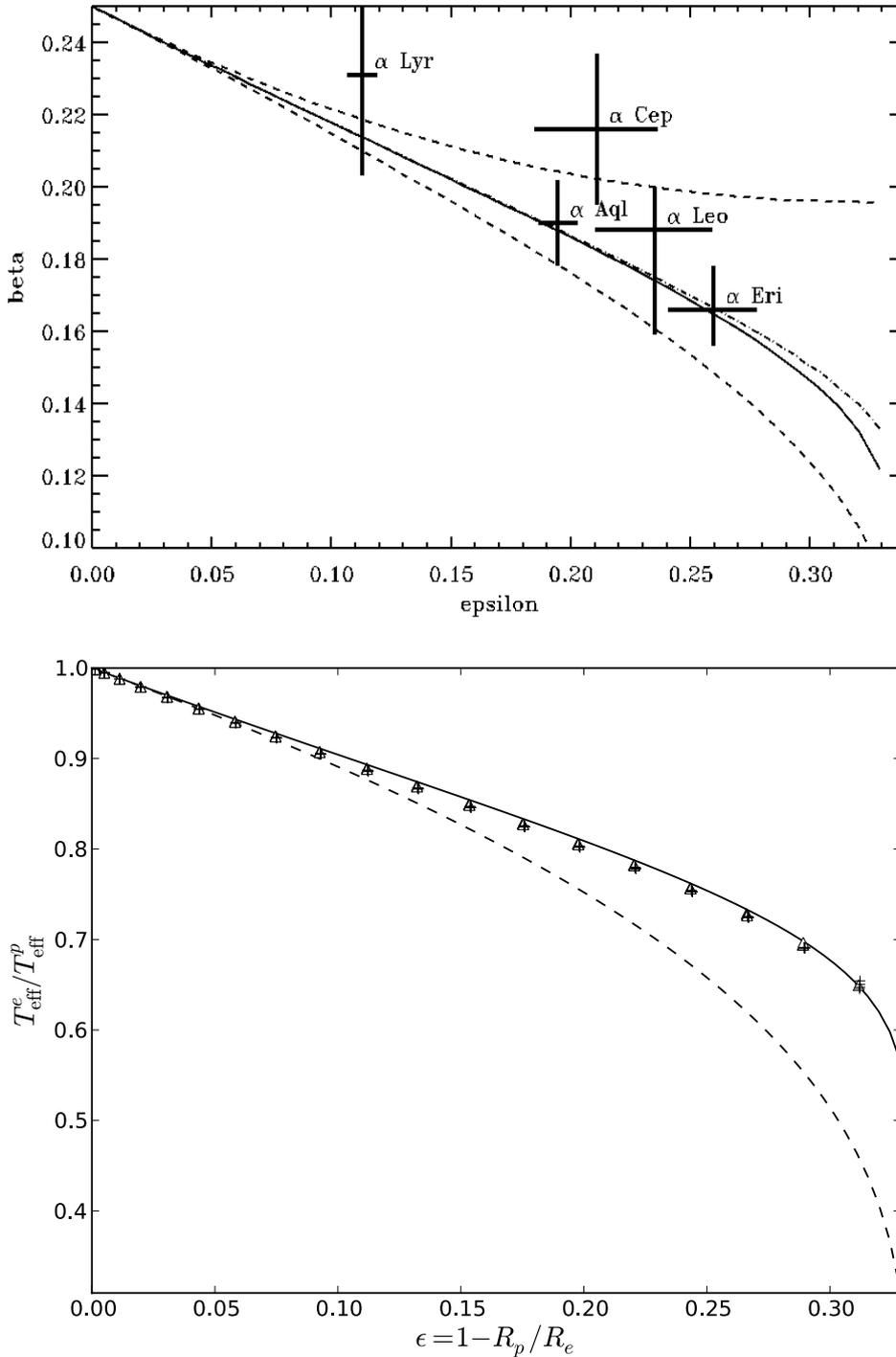


Fig. 2.2.: Comparaison des modèles ESTER et ω -model. Dans les deux cas, la ligne continue représente l' ω -model. En haut, le coefficient β équivalent à celui de von Zeipel est indiqué en fonction de l'aplatissement de l'étoile. La courbe de style tiret-point représente le code ESTER, tandis que les deux courbes en tirets représentent les valeurs extrêmes de β pouvant être obtenues à la surface pour un modèle de type β (voir RIEUTORD, 2016). En bas, le rapport des températures équatoriale et polaire est indiqué en fonction de l'aplatissement, pour l' ω -model, 2 modèles ESTER (croix pour $X_c = X$ et triangles pour $X_c = 0.5X$), et la loi de von Zeipel (tirets). Crédits RIEUTORD (2016) et ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2011) respectivement.

ESTER, quelle que soit la vitesse de rotation, et même à un stade avancé de la phase séquence principale de l'étoile (représenté ici par un ratio X_c/X égal à 0.5).

Les modèles de type ω – model dépendent uniquement des paramètres d'entrée suivants : le rayon équatorial R_{eq} , la masse M , la luminosité L , et le ratio ω . Ils ne permettent donc pas de déterminer les valeurs optimales d'autres paramètres fondamentaux de l'étoile tels que sa métallicité, ou son stade évolutif (simulé dans ESTER par le ratio X_c/X). Cette dépendance à un faible nombre de paramètres peut s'avérer utile, comme je le démontrerai dans la Sect. 3. L'autre intérêt évident de l' ω – model est sa rapidité. Le calcul des paramètres physiques est presque instantané, ce qui est attendu pour un modèle analytique qui ne calcule pas la structure interne de l'étoile, mais seulement sa surface.

2.2 ESTERIAS

Pour faire le lien entre ces modèles d'intérieur stellaire et les modèles d'atmosphère, j'ai développé mon propre code, ESTERIAS, ou « **ESTER** for Interferometry, Asteroseismology and Spectroscopy ». Je décris ici les différentes étapes qui permettent de passer d'une grille représentant la surface de l'étoile à des cartes d'intensité, lesquelles permettent le calcul des observables interférométriques et spectroscopiques. La méthode de comparaison de ces observables aux données d'observation est enfin détaillée.

2.2.1 Surface stellaire

Valeurs de surface

La première étape pour simuler notre étoile consiste à générer une grille 2D représentant sa surface visible, du point de vue d'un observateur terrestre. Seules les valeurs surfaciques nous intéressent pour obtenir l'intensité émise par l'étoile dans notre direction, mais le calcul complet de l'intérieur stellaire est nécessaire à la détermination précise des paramètres de surface. C'est là qu'entrent en jeu les codes de modélisation d'intérieur stellaire mentionnés précédemment. Par défaut, les modèles sont confectionnés par le code ESTER. La difficulté de convergence en dehors de la zone de confort du code, ainsi que le temps de calcul nécessaire compliquent son utilisation pour un ajustement automatique, qui demande la création de plusieurs centaines voire milliers de modèles à chaque fois. Heureusement, il est possible de contourner ce problème, par une méthode détaillée en annexe ??.

Étant un modèle analytique, l' ω – model ne souffre pas du même problème, et peut être utilisé de façon directe. Quand la métallicité de l'étoile et son stade évolutif ne font pas partie des paramètres étudiés, c'est donc une alternative intéressante à ESTER, les deux codes produisant des paramètres de surface similaires (voir Fig. 2.2).

Grille représentant la surface de l'étoile

Une fois les valeurs de surface des paramètres physiques du modèle obtenus, il faut construire une grille représentant la surface, à laquelle ces valeurs seront associées. Pour cela, je détermine d'abord le nombre d'anneaux en co-latitude qui composeront la surface, de pôle à pôle. Ce paramètre est celui qui détermine la résolution de l'image finale. En effet, le nombre de points à la surface est déterminé par le nombre d'anneaux N_θ ⁴ (donc la discrétisation en co-latitude), et le nombre de points par anneau $N_\phi(\theta)$ (la discrétisation en azimuth). N_θ est imposé, ainsi que N_ϕ_0 , le nombre de points du premier anneau au niveau du pôle. $N_\phi(\theta)$ est ensuite calculé à partir des points du premier anneau, de façon à ce que tous les éléments de surface de l'étoile aient l'aire la plus proche possible (maximum 1 % d'écart à $N_\theta = 100$). Or, après avoir effectué différents tests, j'ai remarqué qu'agrandir le nombre de points azimutaux du premier anneau, N_ϕ_0 , améliorerait très peu la concordance avec les courbes théoriques (voir Sect. 2.2.3) par rapport au coût en mémoire et temps de calcul engendré. N_θ , lui, a une influence bien plus marquée sur le résultat et la performance. Dans les calculs, $N_\theta = 100$ a été choisi (voir Sect. 3.3 pour une discussion de cette résolution sur les résultats), pour un nombre total d'environ 28 000 points décrivant la surface, donc 14 000 pour la surface visible.

Une fois tous les points créés, définis par leurs coordonnées θ et ϕ , ils se voient attribuer les valeurs de rayon, température, gravité, vitesse de rotation et aire de l'élément de surface associé correspondantes. Le calcul de l'aire d'un élément de surface de l'étoile se fait grâce à la formule

$$dS = r^2 \sqrt{1 + \frac{r_\theta^2}{r^2}} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (2.7)$$

où $r = r(\theta)$ est le rayon de surface et r_θ sa dérivée par rapport à θ . Cette formule, développée à partir du système de coordonnées sphéroïdales d'ESTER, permet de prendre en compte la déformation de l'étoile dans le calcul des différents para-

4. Dans la section précédente, N_θ désignait la résolution en co-latitude du pôle à l'équateur dans ESTER. Étant fixé à 10, ce paramètre n'intervient plus désormais, et pour simplifier la notation, j'emploie à présent N_θ pour désigner le nombre de valeurs de co-latitude de pôle à pôle à la surface de l'étoile. Ce, jusqu'à la fin du manuscrit.

mètres géométriques associés. Une description complète du système de coordonnées d'ESTER est donnée dans son manuel disponible sur la page officielle du projet⁵.

La grille ainsi créée constitue la base de notre étoile, indépendante de tout observateur. Cette base nous permet ensuite de créer tout un ensemble de surfaces prenant en compte la position de l'observateur, appelées « surfaces visibles » dans la suite. Celles-ci dépendent de la distance d de l'étoile à l'observateur (permettant de passer de tailles angulaires à des longueurs absolues), et l'inclinaison avec laquelle il la voit, i , définie comme l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et la ligne de visée. Une inclinaison nulle désigne ainsi une étoile vue « pole-on » (par le pôle), et une inclinaison de 90° , une étoile vue « equator-on » (par l'équateur). Pour le calcul des observables interférométriques, l'angle de position PA (Position Angle) de l'étoile est également indispensable, car l'orientation de l'étoile sur le plan du ciel est contrainte par l'orientation des bases des interféromètres. Ce paramètre est l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile projeté sur le plan du ciel (Z' sur la Fig. 2.3) et le nord céleste, en allant vers l'est.

Une fois les trois paramètres d , i , et PA renseignés, la surface visible correspondante peut être construite à partir de la grille.

Surface visible

Seule la moitié qui se présente à nous (c'est-à-dire à un observateur terrestre) nous est utile, il est donc judicieux de supprimer les éléments superflus des tableaux de valeurs qui représentent notre modèle d'étoile. Pour cela, à chaque point de la grille doit être associé un paramètre μ , cosinus de l'angle α entre la normale à la surface et la ligne de visée (voir Fig. 2.3), qui s'exprime comme

$$\begin{aligned} \mu &= \cos \alpha \\ &= \frac{(r \cos \theta + r_\theta \sin \theta) \cos i + (r \sin \theta - r_\theta \cos \theta) \cos \phi \sin i}{[r^2 + r_\theta^2]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

μ est compris entre 0 et 1 du côté visible de l'étoile, et entre 0 et -1 pour la face cachée. Il suffit donc de garder tous les points de la surface associés à un μ positif ou nul pour écarter les points inutiles. En résulte une grille représentant la surface visible de notre étoile modèle, contenant en chaque point les valeurs des paramètres physiques nécessaires à la création de cartes d'intensité. Une telle grille est montrée en exemple Fig. 2.4.

5. <https://ester-project.github.io/ester/>

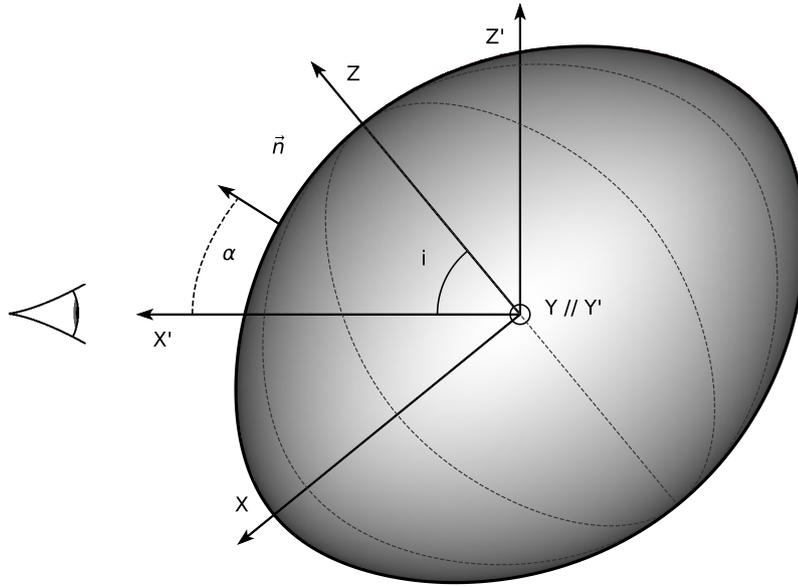


Fig. 2.3.: Vue en coupe d'un modèle ESTER d'une étoile en rotation rapide. Les coordonnées avec une apostrophe sont les coordonnées cartésiennes utilisées pour décrire le plan du ciel, pour un observateur terrestre. \mathbf{Y}' et \mathbf{Z}' représentent le plan du ciel, et \mathbf{X}' la ligne de visée. Les coordonnées sans apostrophe sont liées à l'étoile, et s'obtiennent par rotation des coordonnées avec apostrophe autour de l'axe \mathbf{Y}' , de manière à ce que l'axe de rotation de l'étoile \mathbf{Z} soit incliné d'un angle i par rapport à la ligne de visée \mathbf{X}' . α est l'angle entre la normale \vec{n} à la surface en un point arbitraire de celle-ci et la ligne de visée. Comme défini Eq. 2.8, $\mu = \cos \alpha$. Les nuances de gris à la surface de l'étoile sont ici basées sur un rendu 3D de cette surface, indépendamment d'effets physiques tels qu'assombrissements gravitationnel ou centre-bord. De tels effets sont visibles Fig. 2.7.

Pour l'image finale, les coordonnées cartésiennes projetées sur le plan du ciel seront nécessaires, et celles-ci se calculent ainsi :

$$Y' = r \sin \theta \sin \phi, \quad (2.9)$$

$$Z' = r (\cos \theta \sin i - \sin \theta \cos \phi \cos i), \quad (2.10)$$

$$dS_{\text{proj}} = r \sin \theta d\theta d\phi (\cos \phi \sin i (r \sin \theta - r_\theta \cos \theta) + \cos i (r \cos \theta + r_\theta \sin \theta)), \quad (2.11)$$

$$v_{\text{proj}} = r \Omega \sin \theta \sin \phi \sin i. \quad (2.12)$$

où Y' et Z' sont les coordonnées indiquées sur la Fig. 2.3, et dS_{proj} et v_{proj} les projections de l'élément de surface et de la vitesse linéaire de rotation.

L'étape suivante est le calcul de l'intensité spécifique émise en chaque point de la surface à partir des modèles d'atmosphère.

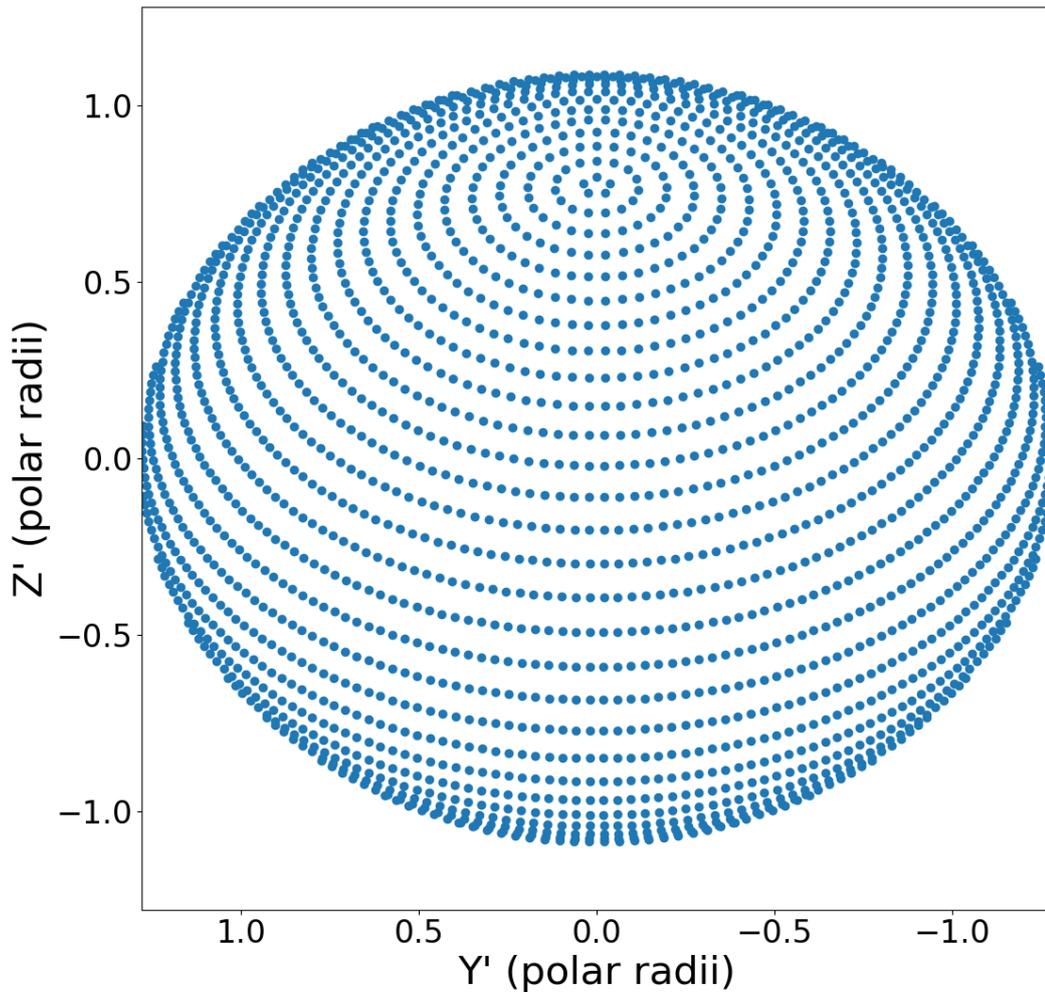


Fig. 2.4.: Grille visible de notre modèle d'étoile, représentée ici avec une certaine inclination. Chaque point est le centre d'un élément de surface. Les anneaux de co-latitude constante sont clairement visibles, avec le pôle situé au centre de l'anneau le plus petit (où $N\phi_0 = 5$). Les axes indiquent les coordonnées cartésiennes x et y projetées sur le plan du ciel, en rayons polaires. Par convention, en astronomie, le nord est indiqué en haut et l'est à gauche (comme si on levait la tête pour regarder le ciel).

2.2.2 Modèles d'atmosphère et cartes d'intensité

Deux processus sont nécessaires à la détermination de la radiation émise par la photosphère des étoiles. L'atmosphère doit d'abord être modélisée, à partir des trois paramètres que sont la composition de l'étoile, la température effective et la gravité effective locales. Elle est décomposée en différentes couches successives, dans lesquelles la densité numérique de chaque élément chimique, la population des différents états excités de ces éléments ainsi que leurs taux d'ionisation sont régies par les équations d'équilibres hydrostatique, radiatif et statistique, et les équations de transfert radiatif. La résolution de ces équations permet de construire des tables contenant les valeurs des paramètres physiques décrivant l'état d'équilibre

de l'atmosphère, tels que la température, la densité, la pression, etc., en tout point de celle-ci. Ce sont ces tables de valeurs que l'on appelle « modèle d'atmosphère ». Par simplicité, les couches composant l'atmosphère sont considérées planes (et parallèles), de telle façon que les paramètres dépendent uniquement de la profondeur dans l'atmosphère. Cette approximation est normalement justifiée quand l'épaisseur de l'atmosphère est négligeable devant le rayon de l'étoile, et doit être remplacée par une géométrie sphérique quand ceci n'est plus vérifié. Ce point est discuté plus en détails Sect. 3.9.2. Le traitement de la composition de l'étoile dépend du code d'atmosphère utilisé. Par défaut, la plupart des codes partent d'une composition solaire, et introduisent un paramètre supplémentaire qui représente la quantité de « métaux » dans l'atmosphère (en astrophysique, les métaux sont tous les éléments chimiques ayant un numéro atomique plus élevé que celui de l'hélium, donc $Z > 2$). Cette quantité est en général $[M/H]$, défini comme

$$\left[\frac{M}{H} \right] = \log \left(\frac{X_{\odot} Z}{Z_{\odot} X} \right). \quad (2.13)$$

Ici Z désigne la fraction massique de métaux, définie telle que $X + Y + Z = 1$, où X est la fraction massique d'hydrogène et Y celle de l'hélium. $\frac{M}{H}$ est nul quand le rapport Z/X est solaire, et positif (négatif) quand ce rapport est supérieur (inférieur) à la valeur solaire.

Une fois la structure de l'atmosphère ainsi déterminée, la lumière (intensité spécifique) libérée par l'étoile au niveau de la photosphère peut être obtenue en calculant le trajet des photons produits dans l'étoile à travers l'atmosphère, et leurs interactions avec la matière. Un code de synthèse spectrale doit donc être associé au code calculant la structure de l'atmosphère. Un spectre, représentant le flux radiatif émis à chaque longueur d'onde, est ainsi calculé, en fonction des valeurs de température et gravité effectives locales, et de la composition chimique de l'étoile. Ce sont ces spectres que j'utilise pour modéliser la carte d'intensité de l'étoile (et pas le modèle d'atmosphère en lui-même). Plusieurs codes d'atmosphère stellaire existent, adaptés à différents types d'étoiles. Les travaux pionniers de Robert Kurucz conduisirent à la création du code ATLAS au début des années 1970 (aujourd'hui à la version ATLAS12, KURUCZ (2005)). Les modèles d'atmosphère produits par ce code ont été amplement utilisés depuis, et il a servi de fondation au domaine de la modélisation des atmosphères stellaires. Il suppose une géométrie plan-parallèle, et les codes de synthèse spectrale SYNSPEC ou SYNTHÉ sont en général utilisés pour la production des spectres. Les auteurs du projet POLLUX (PALACIOS et al., 2010), projet ayant pour but de centraliser les ressources en terme de spectres synthétiques sur une même plate-forme, conseillent d'employer le code ATLAS quand la température effective à la surface de l'étoile est comprise entre 7000 et 15 000 K. En deçà, le code ne traite pas de façon satisfaisante les molécules qui se font de plus en plus nombreuses au fur et à mesure que la température diminue. C'est pour l'étude de telles étoiles

($T_{\text{eff}} < 8000$ K) que le code MARCS (GUSTAFSSON et al., 2008, pour la version la plus récente) fut créé. De nouvelles raies moléculaires sont régulièrement ajoutées pour améliorer la qualité des spectres (calculés avec le code TURBOSPECTRUM), pour une atmosphère plan-parallèle ou sphérique. C'est le code de prédilection pour l'étude des naines et des supergéantes rouges. Au delà de 25 000 K, c'est au contraire le code CMFGEN (HILLIER et MILLER, 1998) qui est conseillé. Ce code à symétrie sphérique inclut la modélisation des vents stellaires, composante très importante dans l'estimation de la perte de masse des étoiles massives. En effet, plus la masse initiale de l'étoile augmente, plus sa température, à laquelle sont liés les vents radiatifs, augmente. La perte de masse engendrée par ces vents peut atteindre $1 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{an}$ pour les cas les plus extrêmes (étoiles de type Wolf-Rayet (WR) ou Luminous Blue Variables (LBV)), et ces vents ont une influence non négligeable sur la structure de l'atmosphère, et les spectres résultants. Aucun des 3 codes n'est particulièrement adapté aux températures effectives comprises entre 15 000 et 25 000 K, car les étoiles de type spectral B requièrent une physique qui n'est incluse dans aucun des trois.

Ces trois codes étant optimaux dans différents domaines de température, c'est la température de l'étoile étudiée qui va contraindre la sélection des modèles d'atmosphère. Quand la température (et la gravité) à la surface de l'étoile n'est pas constante, mais a une certaine distribution, comme c'est le cas pour les étoiles en rotation rapide⁶, plusieurs spectres différents seront utilisés dans les différentes régions de l'étoile. Il est évidemment préférable d'utiliser un seul code pour générer tous ces spectres, puisque la physique employée dans ces codes est différente, et une seule géométrie. Nous avons choisi d'utiliser des modèles à géométrie sphérique, ceux-ci étant censés être plus réalistes que les modèles à géométrie plan-parallèle.

Une discussion complète de la géométrie des modèles d'atmosphère est présentée Sect. 3.9, dans laquelle l'utilisation de modèles à géométrie sphérique pour l'étude d'étoiles sphéroïdales (donc non sphériques) est examinée. Altair ayant une température de surface comprise entre 6860 et 8450 K d'après MONNIER et al. (2007), il nous est impossible d'utiliser des modèles MARCS, ceux-ci étant seulement disponibles dans la gamme [3000 K-8000 K]. Les spectres créés à partir des modèles ATLAS ne sont disponibles qu'en géométrie plan-parallèle, et avec un pas de 100 Å dans l'infrarouge, pas suffisant pour une étude spectroscopique. Il nous faut donc trouver un autre code qui remplisse tous nos critères. C'est là qu'entre en jeu le code PHOENIX (HUSSER et al., 2013). Ce code permet à la fois le calcul du flux (indépendant de la direction d'émission) que de l'intensité (en fonction du paramètre μ décrit plus haut) en géométrie sphérique, pour une température effective locale allant de 2300

6. Techniquement, toutes les étoiles tournent sur elles-mêmes, mais quand la rotation est faible, comme pour le Soleil, la différence de température entre le pôle et l'équateur est négligeable.

à 12 000 K. Les intensités spécifiques sont proposées⁷ pour une gamme de longueurs d'onde comprise entre 500 et 26 000 Å par pas de 1 Å, et les flux entre 500 et 55 000 Å, d'abord par pas de 0.1 Å dans l'UV, puis à des résolutions $R = 500\,000$ dans le visible et $R = 100\,000$ dans l'IR. Étant plus récent que les trois autres codes mentionnés, il n'est pas encore inclus dans la base de données POLLUX, mais leur manuel indique que l'ajout des modèles PHOENIX est prévu pour la prochaine version du projet. De plus, HUSSER et al. ont montré que les spectres PHOENIX utilisés pour modéliser le flux de l'étoile Véga concordait avec les spectres ATLAS, et que l'accord entre les spectres observés du Soleil et les spectres PHOENIX était meilleur qu'avec ATLAS. Enfin, une analyse sommaire effectuée par moi-même de spectres MARCS, ATLAS, et PHOENIX, à basse température (6000 K), semble indiquer que PHOENIX traite mieux les molécules qu'ATLAS, ses raies moléculaires étant semblables aux raies MARCS, référence en la matière, contrairement à ATLAS. Tout cela en fait le code de prédilection pour notre étude.

Une modélisation précise des raies individuelles n'est pas nécessaire à l'étude des données interférométriques, les instruments n'ayant pas une résolution maximale suffisante pour y être sensibles. Les fichiers d'intensité PHOENIX « basse résolution » peuvent donc être utilisés à cette fin. Pour une étude du spectre observé, cependant, une résolution élevée est nécessaire, notamment à cause de la vitesse de rotation élevée de l'étoile. En effet, comme nous l'avons décrit dans l'introduction, la rotation élargie et aplatie les raies spectrales, ce qui tend à mélanger les raies proches en une unique large raie. Ce phénomène, appelé « line blending », implique que si trop de raies manquent dans les spectres synthétiques, le spectre obtenu par intégration sur la surface des spectres associés à chaque élément de surface ne ressemblera en rien au spectre observé. Malheureusement, seul le flux, indépendant de la direction d'émission, est disponible dans la base de données PHOENIX (le code lui-même n'a pas été rendu public) à haute résolution. Heureusement, de nombreux travaux sur la dépendance de l'intensité spécifique à la direction d'émission (effet appelé assombrissement centre-bord, en rapport au fait que le centre de la surface visible d'une étoile paraîtra plus brillant que le bord de l'étoile, la normale à la surface étant perpendiculaire à la ligne de visée au niveau du bord) ont été effectués ces dernières décennies. Les plus grandes avancées sur le sujet furent obtenues par Antonio Claret. Un résultat très intéressant de ses travaux est la formule d'assombrissement centre-bord,

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - a_1(1 - \mu^{\frac{1}{2}}) - a_2(1 - \mu) - a_3(1 - \mu^{\frac{3}{2}}) - a_4(1 - \mu^2), \quad (2.14)$$

7. Une grille étendue de spectres (flux et intensités) est disponible sur le site dédié <http://phoenix.astro.physik.uni-goettingen.de/>.

ou de façon plus compacte

$$I_\lambda(\mu) = I_\lambda(\mu = 1) \left[1 - \sum_{k=1}^4 a_k \left(1 - \mu^{\frac{k}{2}} \right) \right], \quad (2.15)$$

formulée pour la première fois dans CLARET (2000). Cette formule permet, à partir de la seule donnée de l'intensité émise orthogonalement à la surface, de retrouver l'intensité émise dans n'importe quelle direction ; cela grâce à quatre coefficients déterminés en ajustant ladite formule pour reproduire l'intensité fournie par les modèles PHOENIX. Ces coefficients ont été calculés pour une large grille de températures et gravités effectives, à différentes métallicités, et dans différentes bandes passantes, et mises en ligne (sous forme de catalogues Vizier⁸) pour que chacun puisse les utiliser. En couplant la formule 2.15 avec l'expression du flux en fonction de l'intensité spécifique et de μ ,

$$F_\lambda = 2\pi \int_0^1 I_\lambda(\mu) \mu d\mu, \quad (2.16)$$

on obtient l'expression du flux en fonction de l'intensité émise perpendiculairement à la surface et des coefficients de Claret :

$$F_\lambda = I_\lambda(\mu = 1) \pi \left[1 - \sum_{k=1}^4 a_k \frac{k}{k+4} \right]. \quad (2.17)$$

$I_\lambda(\mu = 1)$ peut ainsi être calculée à partir du flux F_λ , et à partir de ça, $I_\lambda(\mu)$. Notons que cette méthode basée sur des coefficients d'assombrissement centre-bord intégrés sur des bandes photométriques reste approximative, notamment en présence de convection thermique à la surface (DRAVINS, 1982). Une méthode plus précise serait cependant prématurée à ce stade de l'étude.

Avant de calculer cette intensité, il faut d'abord déterminer les modèles d'atmosphère adéquats pour notre étoile. Ceux-ci étant calculés pour des valeurs fixes de T_{eff} et $\log g$, il va falloir interpoler l'intensité ou le flux en fonction des valeurs associées à chaque point de la grille. Pour cela, la suite Python dispose d'outils appropriés, qui facilitent grandement la tâche. Dans un premier temps, on sélectionne les modèles qui englobent les valeurs de la grille, tout en écartant les modèles superflus, de façon à limiter le besoin en mémoire. Par exemple, si les températures minimale et maximale à la surface de l'étoile valent 6720 et 8860 K, et que les modèles d'atmosphère sont disponibles pour des pas de température de 250 K, seuls les modèles entre 6500 et 9000 K inclus seront sélectionnés, et le reste écarté. La même chose est faite pour la gravité, et une triangulation de type « Delaunay » est appliquée sur l'ensemble des modèles retenus afin de déterminer les modèles à utiliser pour chaque point

8. Voir CLARET (2018) pour les coefficients les plus récents, utilisés ici pour Altair.

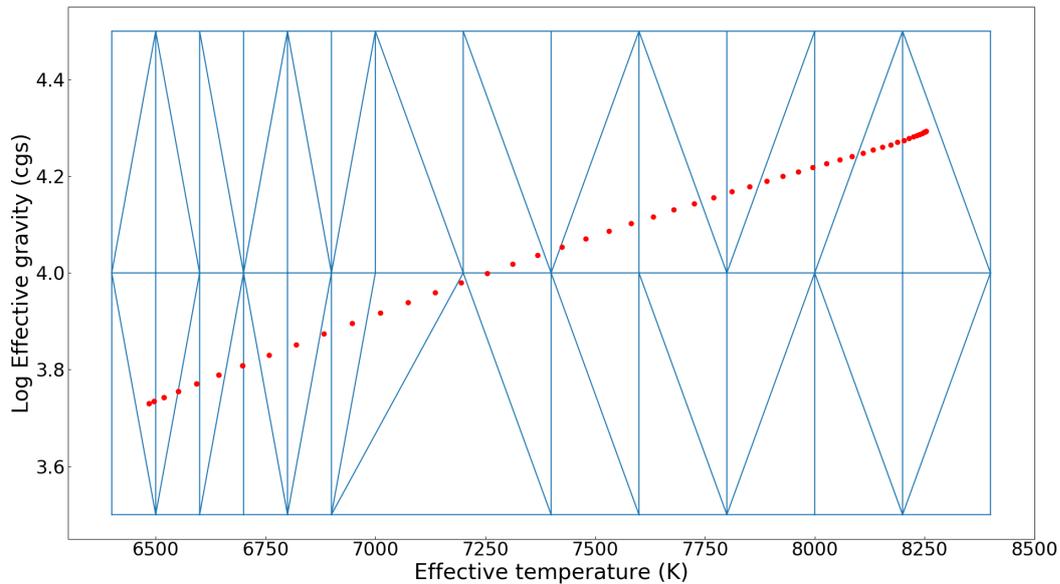


Fig. 2.5.: Exemple de triangulation utilisée pour interpoler le flux ou l'intensité à partir des modèles d'atmosphère. Chaque sommet d'un triangle bleu correspond à un modèle d'atmosphère, et les points rouges correspondent aux différentes valeurs de température et gravité de la grille représentant la surface du modèle stellaire (un par anneau ; ici 50 points, car la grille a été construite avec $N_\theta = 100$ de pôle à pôle). Les modèles manquants, en $T_{\text{eff}} = 7000$ et 7250 K à $\log g = 3.5$, sont dus à des trous dans la grille de modèles PHOENIX disponible en ligne.

individuel (comme indiqué par le nom 'triangulation', les trois modèles formant le triangle contenant le point en question seront utilisés pour l'interpolation). La Fig. 2.5 montre un exemple de triangulation effectuée, en fonction des valeurs de T_{eff} et $\log g$ de l'étoile en question, et des modèles ainsi retenus.

Une interpolation linéaire prenant avantage de la triangulation est ensuite effectuée (grâce à la fonction `LinearNDInterpolator` du package `SciPy`). Une fois que le flux (ou l'intensité, pour différentes valeurs de μ entre 0 et 1) adéquat est associé à chaque point de l'étoile, il ne reste plus qu'à calculer l'intensité correspondant à la direction (μ) associée, avec la fonction d'assombrissement centre-bord (Eq. 2.15), ou interpoler l'intensité sur ce μ . L'intensité dépend bien sûr de la longueur d'onde d'émission, et ce processus doit être effectué pour toutes les longueurs d'onde d'intérêt. Pour alléger les calculs, les longueurs d'onde présentes dans les fichiers d'observations sont récupérées et l'intensité est calculée uniquement en ces valeurs-là.

La dernière étape consiste à calculer le décalage Doppler subit par la radiation à la surface de l'étoile, dû à la rotation. Comme indiqué Sect. 1.2.2, les différentes parties de l'étoile ont une vitesse projetée sur la ligne de visée différente, qui décale la longueur d'onde émise en chaque point de façon différente (en signe et en amplitude du décalage). Dans la plupart des modèles, la rotation est considérée solide dans

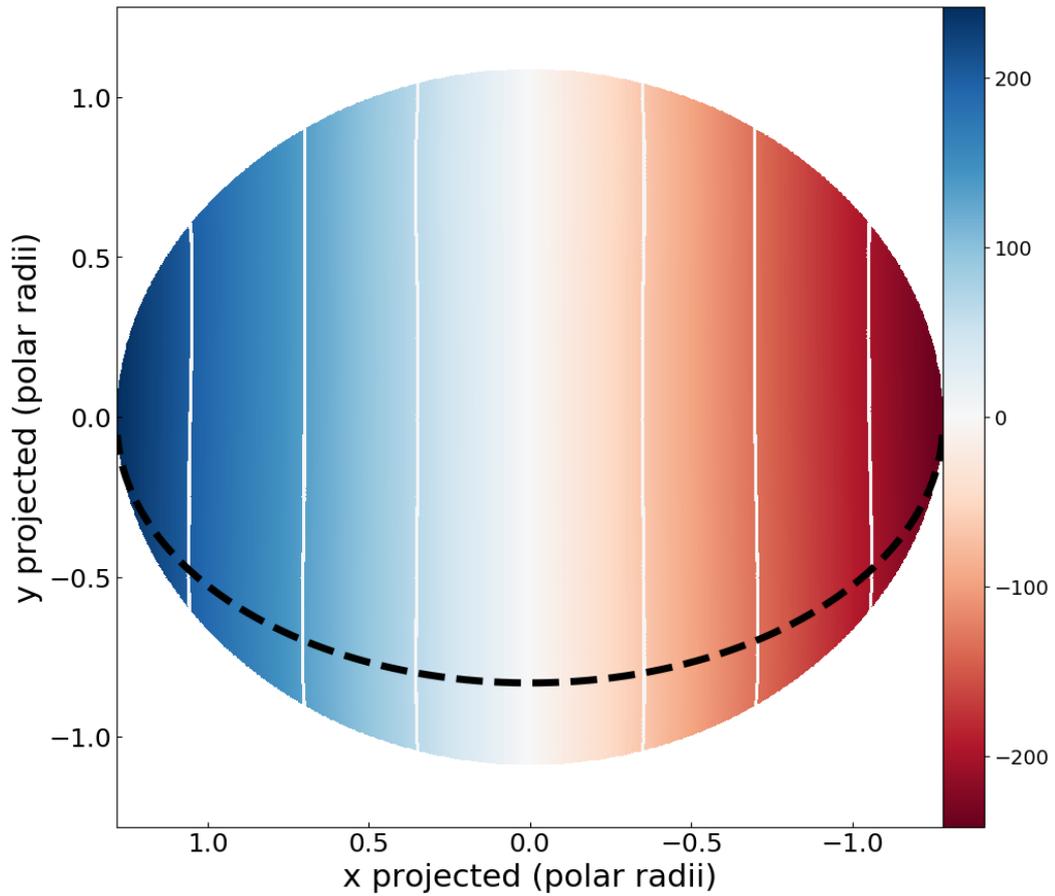


Fig. 2.6.: Vitesse de rotation à la surface d'une étoile modélisée avec ESTER, projetée sur la ligne de visée. La couleur indique la vitesse en km s^{-1} , et les lignes blanches sont des lignes d'iso-vitesse radiale, une vitesse différente à chaque ligne. L'étoile est ici vue avec une inclinaison $i = 50.7^\circ$.

l'étoile, c'est-à-dire que tout point de l'étoile, intérieur comme surface, possède la même vitesse de rotation angulaire. Les modèles ESTER, eux, incorporent la rotation différentielle de l'étoile, c'est-à-dire que la vitesse angulaire de rotation dépend de la co-latitude et de la coordonnée radiale. La vitesse projetée n'est donc plus constante selon des tranches parallèles au plan méridien contenant la ligne de visée. Cet effet est visible Fig. 2.6, chaque ligne blanche étant une ligne de vitesse projetée constante (iso-vitesse radiale). L'effet de la rotation différentielle est encore plus visible dans la Fig. 3.18 de la Sect. 3.7.

La rotation différentielle n'apporte pas de difficulté supplémentaire, car les valeurs de la vitesse de rotation en chaque point sont tirées des modèles ESTER, qui l'incluent naturellement. Le décalage entre la longueur d'onde perçue et la longueur d'onde réelle,

$$\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_{\text{perçue}}, \quad (2.18)$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le référentiel de la source, est tel que

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_{\text{proj}}}{c}, \quad (2.19)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour le cas des étoiles, on néglige donc la différence de vitesse de propagation de la lumière dans l'atmosphère de l'étoile, celle de la Terre, et dans les éventuels nuages du milieu interstellaire pour le calcul du décalage Doppler. L'ordre de λ_0 et $\lambda_{\text{perçue}}$ choisi ici implique qu'un objet qui se rapproche de nous a une vitesse radiale positive, puisque $v_{\text{proj}} > 0$ entraîne $\Delta\lambda > 0$, donc la longueur d'onde perçue est inférieure à la longueur d'onde réelle, celle-ci est décalée vers le bleu. C'est bien la convention employée par la communauté. La formule 2.19 est employée pour calculer le décalage $\Delta\lambda$ en chaque point de la surface en fonction de sa vitesse projetée. Ce décalage est soustrait aux longueurs d'ondes de l'intensité associée au point, qui est ensuite interpolée à nouveau sur les longueurs d'ondes de départ correspondant aux données instrumentales.

Les cartes d'intensité sont désormais prêtes pour le calcul des observables interférométriques et du spectre intégré sur la surface visible. Un exemple d'une telle carte est montré Fig. 2.7.

2.2.3 Calcul des observables interférométriques et spectroscopiques

Les principes de l'interférométrie ont déjà été présentés Sect. 1.2.3. Je vais donc seulement décrire ici la façon dont je calcule la visibilité complexe, et les différentes observables qui en découlent (visibilité carrée, clôture de phase et spectre).

La visibilité complexe est liée à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité à la surface de l'étoile en fonction des fréquences spatiales, $\tilde{I}(u, v)$, par

$$V = \frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{I}(0, 0)}, \quad (2.20)$$

où $\tilde{I}(u, v)$ se calcule comme

$$\tilde{I}_\lambda(u, v) = \iint I_\lambda(x, y) e^{-2i\pi(xu+yv)} dx dy \quad (2.21)$$

$$\simeq \sum_j I_\lambda(x_j, y_j) e^{-2i\pi(x_j u + y_j v)} \frac{dS_{\text{proj}}}{d^2}, \quad (2.22)$$

la somme se faisant sur l'ensemble des points de la surface visible. λ est la longueur d'onde effective dans la bande spectrale d'observation. d est la distance à l'étoile. x et y sont les coordonnées spatiales (angulaires) de chaque point dans notre système

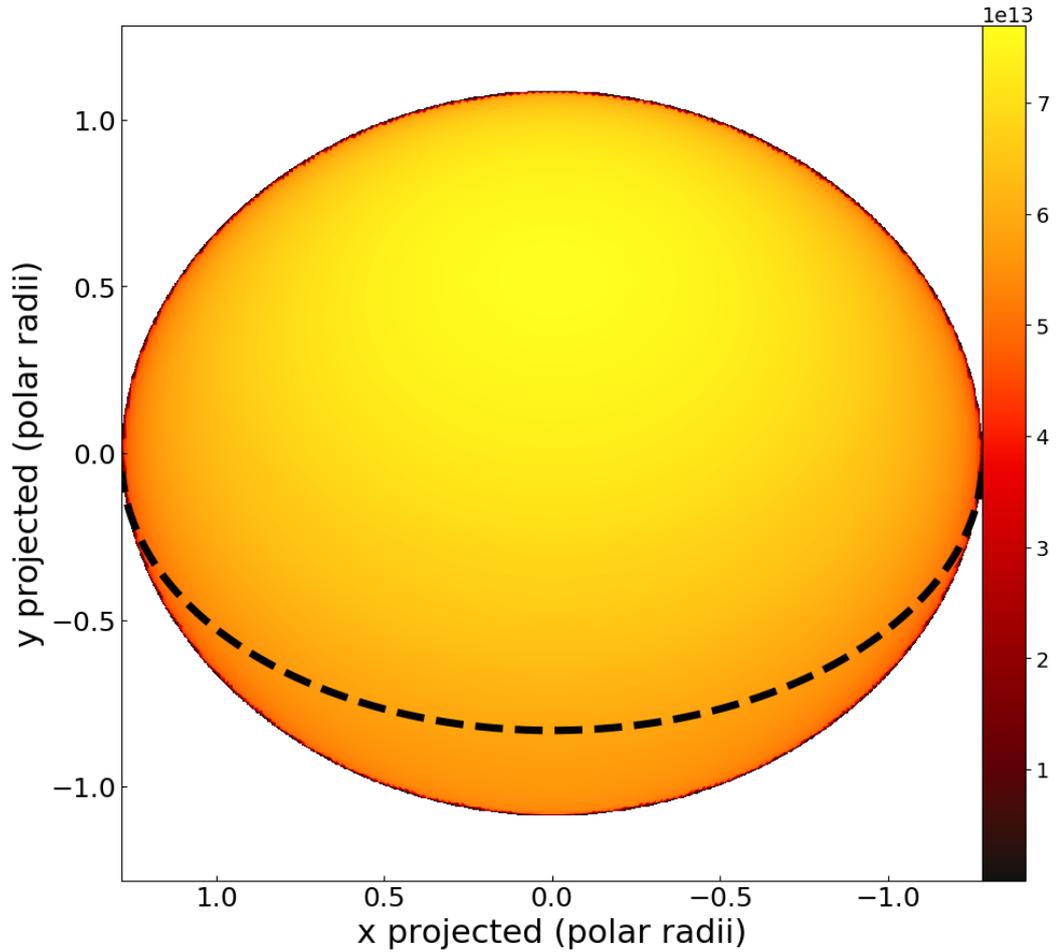


Fig. 2.7.: Carte de l'intensité émise par une étoile modélisée, obtenue par association de modèles de structure stellaire ESTER et de modèles d'atmosphère PHOENIX. L'intensité est donnée en $\text{erg/s/cm}^2/\text{cm/sr}$. Les effets d'assombrissement centre-bord (centre plus lumineux que le bord) et d'assombrissement gravitationnel (pôle plus lumineux que l'équateur) sont visibles, en rappelant que l'étoile est vue avec une inclinaison $i = 50.7^\circ$. Le pôle est donc situé vers le centre de la moitié haute de la surface visible, et l'équateur vers le centre de la moitié basse, voir Fig. 2.4.

de référence, avec x pris positif vers l'est et y vers le nord. Elles sont obtenues par une transformation des coordonnées Y' et Z' décrites plus haut prenant en compte l'angle de position PA de l'étoile. u et v sont les fréquences spatiales associées aux bases des interféromètres, définies comme $(u = \frac{B_x}{\lambda}, v = \frac{B_y}{\lambda})$, avec B_x et B_y les bases projetées sur le plan du ciel.

On note ici que

$$\tilde{I}_\lambda(0,0) = \iint I_\lambda(x,y) dx dy, \quad (2.23)$$

qui n'est autre que l'intégrale de l'intensité sur l'ensemble de la surface (donc le flux observé). Le spectre intégré est ainsi également calculé lors du calcul de la visibilité complexe.

La visibilité carrée n'est autre que le carré du module de la visibilité complexe,

$$V^2 = |V|^2, \quad (2.24)$$

et la clôture de phase, la somme des phases associées aux trois bases,

$$\Psi_{cl} = \Psi_{12} + \Psi_{23} - \Psi_{13}. \quad (2.25)$$

$\Psi_{ij} > 0$ est l'argument de la visibilité complexe donnée par les bases i et j . Le signe « - » devant Ψ_{13} vient du fait que le signe de la différence de phase entre deux télescopes dépend du télescope, parmi les deux, choisi comme référence. Si $\Psi_{13} > 0$, alors $\Psi_{31} = -\Psi_{13} < 0$. Or, la clôture de phase, comme son nom l'indique, impose de clore le cycle des trois télescopes, donc ceux-ci doivent être pris en compte dans l'ordre, avec le même télescope de départ et d'arrivée. On peut prendre par exemple $12 \rightarrow 23 \rightarrow 31$, ou de façon équivalente $13 \rightarrow 32 \rightarrow 21$. Comme la troisième phase donnée par les interféromètres (le plus souvent) est Ψ_{13} , pas Ψ_{31} , il faut la soustraire aux deux autres pour clore le cycle.

Le spectre, une fois calculé par intégration de I_λ sur la surface de l'étoile, doit être normalisé afin d'être comparé au spectre observé. La normalisation du spectre repose sur la détermination du continu. Celui-ci est calculé en même temps que l'intensité émise par l'atmosphère (celle-ci est composée du continu produit par l'étoile auquel sont soustraites les raies d'absorption des particules de son atmosphère), il est donc parfois renseigné dans les fichiers des spectres. Ce n'est pas le cas pour la base de données PHOENIX, ainsi il va falloir l'estimer nous-même. Le mieux est de le calculer sur le spectre intégré, autant pour n'avoir à le faire qu'une fois par modèle d'étoile que par analogie au traitement effectué sur le spectre observé. Sachant que plusieurs milliers de modèles vont être calculés pour l'étude des données d'observation, il faut que cette tâche soit automatique. N'ayant pas trouvé de consensus sur la façon de faire, j'ai décidé de prendre le maximum du flux dans des fenêtres espacées régulièrement (en longueur d'onde), choisies de telle façon que le continu soit atteint dans chaque fenêtre, tout en étant suffisamment courtes pour que la forme du spectre soit respectée. Le continu est ensuite ajusté par un polynôme de degré deux à partir de ces points, et le flux est divisé par ce continu pour être normalisé à 1. Ce processus est montré Fig. 2.8.

Le choix de sélectionner le maximum dans chaque fenêtre est uniquement possible si l'étoile ne possède pas d'environnement circumstellaire suffisamment épais pour produire des raies en émission. Celles-ci pourraient représenter des maxima locaux et fausser l'estimation du flux continu. C'est l'une des raisons qui rendent préférable le calcul du continu du spectre final uniquement au calcul du continu associé à

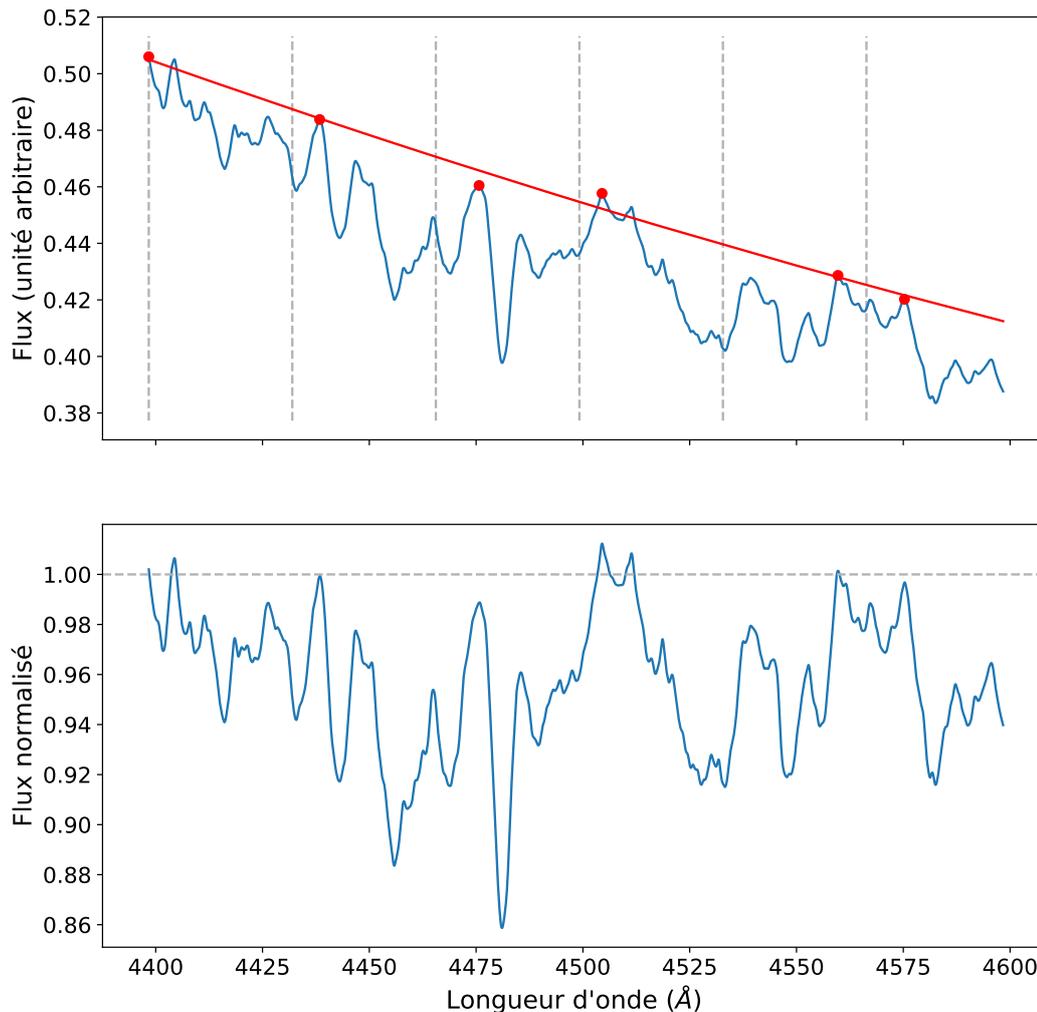


Fig. 2.8.: Exemple du processus de normalisation d'un spectre. En haut, les points rouges représentent les maxima locaux à chaque fenêtre (délimitée par les traits pointillés verticaux). Le trait plein rouge montre le continu estimé par le polynôme de degré 2 qui passe le mieux par les points (méthode des moindres carrés). En bas, le spectre normalisé résultant est montré. Cet exemple a été fait pour une étoile de $1.8 M_{\odot}$ modélisée à $\omega = 0.74$, avec $i = 60^{\circ}$ et $PA = 37^{\circ}$.

chaque point de l'étoile séparément, en plus du surplus de mémoire associé. En effet, si l'on regarde le spectre émis dans différentes directions par rapport à la normale à la surface (voir Fig. 2.9), on voit qu'au niveau du « décrochage », c'est-à-dire les valeurs de μ pour lesquelles le flux chute de façon abrupte, le spectre initialement en absorption (en partant de $\mu = 1$) passe en émission. Cette chute du flux permet en effet de faire apparaître l'émission due aux recombinaisons et désexcitations, présente quelle que soit la direction d'observation, mais noyée dans le continu de l'étoile quand la normale à la surface et la ligne de visée ont des directions similaires. La majorité des points de la surface visible ayant un μ supérieur au μ du décrochage, le spectre intégré est toujours en absorption pour ce genre d'étoile.

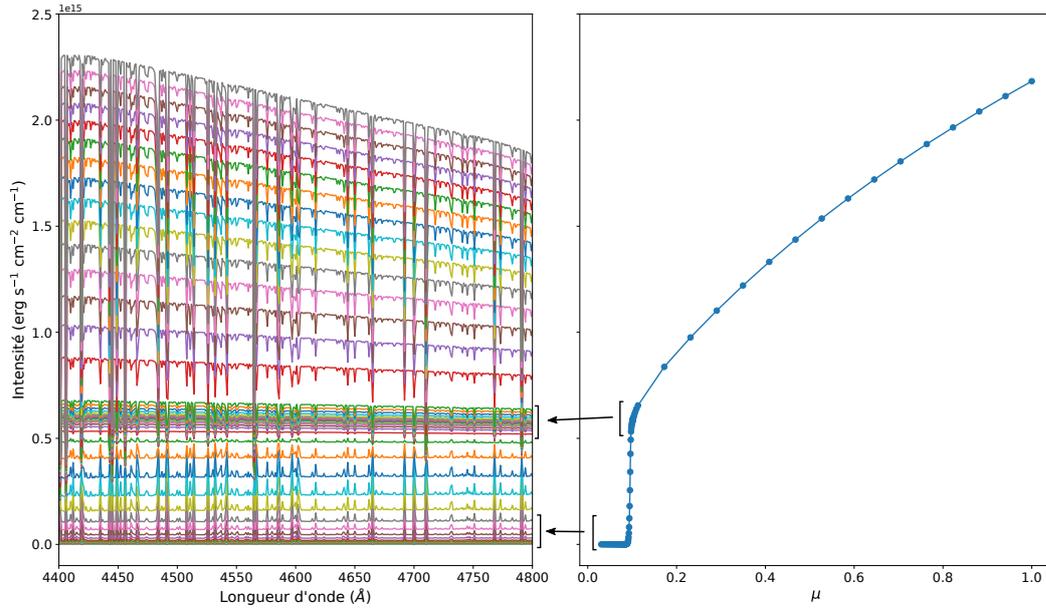


Fig. 2.9.: Gauche : intensité PHOENIX en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de μ . Comme indiqué à droite, le spectre d'intensité maximale correspond à $\mu = 1$, et le minimal à $\mu = 0$. Droite : coupe à 4500 \AA , montrant l'intensité en fonction de μ . Des flèches montrent la correspondance entre les deux graphiques des début et fin du « dépassement » où l'intensité chute à zéro, avec l'augmentation de la densité de points aux deux endroits. Les spectres sont en absorption au-delà de ce dépassement, et en émission en deçà. Les intensités correspondent à une température de 8000 K , dans la gamme de températures du modèle utilisé pour la Fig. 2.8. La raie MgII est visible à 4481 \AA .

Validation de la méthode

Une première façon de vérifier ma méthode de calculer les différentes observables est de la comparer aux formules analytiques pour des objets simples. Pour l'interférométrie, cela commence par la reproduction d'une fonction de Bessel lorsque l'étoile est représentée par un disque uniforme. Rappelons ici que le module de la visibilité complexe obtenu pour une base de longueur projetée B_{proj} observant un disque uniforme de diamètre angulaire θ dans la direction de la base est donné, à la longueur d'onde λ , par

$$V = \frac{2J_1(\pi\theta B_{\text{proj}}/\lambda)}{\pi\theta B_{\text{proj}}/\lambda}, \quad (2.26)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce du premier ordre.

Pour un disque, toutes les bases devraient produire la même courbe, car jouer sur la longueur des bases permet uniquement de remplir différentes zones de la courbe, et changer l'orientation de la base n'aura aucun effet, le disque ayant évidemment le même diamètre dans toutes les directions (la position des zéros de

la courbe dépend uniquement de θ quand on visualise le module de la visibilité en fonction de la fréquence spatiale – ce qui est toujours le cas – qui n'est autre que le rapport de la longueur de la base projetée sur la longueur d'onde). Si l'on prend une étoile en rotation rapide, cependant, de forme oblongue, l'orientation de la base aura une influence, le diamètre apparent dépendant maintenant de la direction considérée. Même si l'on ne parle plus ici de disque, il faut conserver l'aspect "uniforme" afin de maintenir l'approximation par fonction de Bessel valide. Le moyen le plus simple de faire cela dans le code est d'imposer à la surface d'un modèle calculé à rotation rapide une température et une gravité effectives constantes (pour s'affranchir de l'assombrissement gravitationnel), un μ – lié à la direction d'émission – constant (pour s'affranchir de l'assombrissement centre-bord), et une vitesse de rotation constante, afin d'éviter tout effet Doppler. On obtient ainsi un objet uniforme en intensité de forme oblongue. Si je prends différentes bases (différentes longueurs ET orientations), je devrais obtenir une courbe satisfaisant Eq. 2.26 pour chaque orientation, avec un premier zéro relié au diamètre associé par la relation $\theta \sim 1.22\lambda/B_{\text{proj}}$. C'est le cas, comme montré Fig. 2.10. En prenant des bases fictives, de différentes longueurs et orientations (de 10 à 150 m $\pm \varepsilon$ de base projetée, avec $0\% < \varepsilon < 10\%$, selon l'orientation), de façon à simuler les six bases formées par un système de quatre télescopes, j'arrive à reproduire les visibilitées théoriques d'une distribution d'intensité uniforme, pour toute inclinaison et angle de position de l'étoile.

2.2.4 Comparaison aux données observationnelles : ajustement de modèles

Une fois les différentes observables théoriques d'intérêt calculées sur le modèle, il faut comparer ces valeurs à celles des fichiers d'observation. L'objectif est de trouver les paramètres physiques du modèle permettant de minimiser l'écart entre modèle et observation. Parmi les méthodes les plus fiables, la méthode des moindres carrés est la plus simple à utiliser, que ce soit pour le spectre ou les données interférométriques. Elle consiste à minimiser la somme des carrés des résidus du modèle. Autrement dit, si l'on a un ensemble de n points de mesure y_i associés à un paramètre z , et un modèle dépendant d'un ensemble \mathbf{x} de paramètres qui à tout point z_i associe la valeur $f(z_i, \mathbf{x})$, cette méthode suppose que le meilleur modèle sera celui pour lequel la quantité

$$S(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n r_i^2(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n (y_i - f(z_i, \mathbf{x}))^2 \quad (2.27)$$

est minimale, où r_i sont les résidus du modèle.

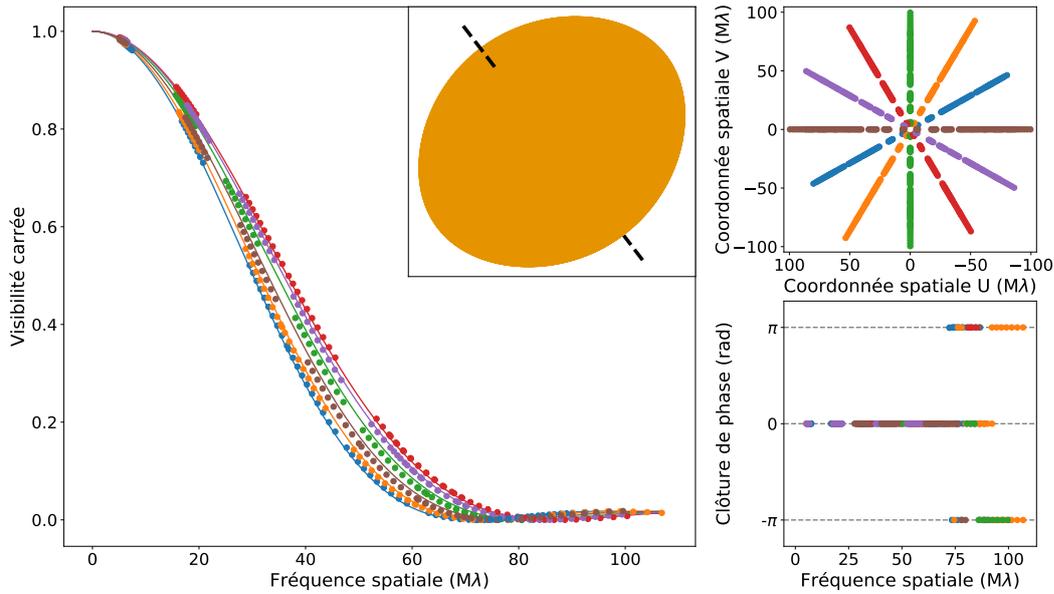


Fig. 2.10.: Calcul des variables interférométriques sur une surface oblongue d'intensité uniforme avec mon code. À gauche, le carré du module de la visibilité complexe est tracé, avec en points les valeurs obtenues à partir de la carte d'intensité de l'étoile, et en traits pleins les valeurs données par l'équation 2.26. La distribution d'intensité de la surface est montrée dans le coin supérieur droit. Celle-ci provient d'une étoile de $1.8 M_{\odot}$ modélisée à $\omega = 0.74$, avec $i = 60^{\circ}$ et $PA = 37^{\circ}$. L'axe de rotation est indiqué en tirets noirs. À droite, le plan uv couvert par les bases fictives utilisées est montré (en haut), ainsi que la clôture de phase associée à chaque triangle possible.

Si l'on connaît l'incertitude associée à chaque point de mesure (c'est évidemment le cas des données sortant des interféromètres et spectrographes), celle-ci peut être utilisée pour pondérer le calcul de l'écart du modèle aux données, un point associé à une incertitude plus faible ayant un poids plus important. La nouvelle quantité obtenue après prise en compte de ces nouveaux poids est désignée par χ^2 (« chi-deux », par simplification de « chi-carré »), et de façon analogue à $S(\mathbf{x})$ se calcule comme :

$$\chi^2(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i - f(z_i, \mathbf{x})}{\sigma_i} \right)^2. \quad (2.28)$$

Une « minimisation de χ^2 » est donc un moyen efficace d'obtenir une estimation du « meilleur » modèle, c'est-à-dire celui qui reproduit le mieux la réalité (on considère que les données observationnelles, mesurées par les instruments, représentent la réalité, après traitement des données pour supprimer les biais de mesure évidemment).

Plusieurs façons de déterminer le minimum de χ^2 (χ_{\min}^2) existent, l'une d'entre elles étant la méthode MCMC, pour Markov-Chain-Monte-Carlo (ROBERT et CASELLA,

2008). C'est une méthode de Monte-Carlo, qui tire donc parti d'un grand nombre de tirages aléatoires des paramètres étudiés pour déterminer le meilleur jeu de paramètres et estimer les incertitudes associées. En comparaison aux autres méthodes comme l'algorithme de Levenberg-Marquardt, les algorithmes génétiques, ou la méthode de recuit simulé, la méthode MCMC n'est pas la plus rapide, mais elle permet de détecter les minima locaux de χ^2 , et estimer de manière plus réaliste les incertitudes sur les paramètres du modèle. Le fonctionnement est le suivant : on donne à l'algorithme une position de départ \mathbf{x}_0 pour le jeu de paramètres étudiés (si possible des valeurs estimées proches de la valeur optimale), où chaque composante $x_{0,1}, x_{0,2}, \dots, x_{0,t}$ de \mathbf{x}_0 est un paramètre d'entrée différent (masse, métallicité, etc.). Le code associe à ce jeu de paramètres une probabilité $P(\mathbf{x}_0)$ qui dépend de la concordance du modèle construit à partir de ce jeu de valeurs aux données observationnelles (donc du χ^2). L'algorithme tire ensuite une nouvelle valeur aléatoirement pour chaque paramètre, selon une certaine distribution (gaussienne par exemple) autour de la valeur précédente, puis calcule le χ^2 de ce nouveau jeu \mathbf{x}_{new} . La probabilité $P(\mathbf{x}_{\text{new}})$ associée à ce nouveau jeu est calculée, et le « ratio d'acceptation » α est défini comme $\alpha = P(\mathbf{x}_{\text{new}})/P(\mathbf{x}_0)$. Si $\alpha \geq 1$, la nouvelle valeur (de chaque paramètre) est automatiquement gardée, et $\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_{\text{new}}$. Sinon, la nouvelle valeur peut tout de même être gardée, avec probabilité α , et a donc une probabilité $1 - \alpha$ d'être rejetée, auquel cas $\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_0$. On suit ainsi un « walker » (vecteur ayant autant de dimensions qu'il y a de paramètres ajustés), qui va se « balader » dans l'espace des paramètres, sa position étant actualisée ou non à chaque itération. Le processus est répété jusqu'à convergence du jeu de paramètres vers une valeur contenue dans l'espace des valeurs possibles⁹, ou jusqu'à un nombre d'itérations n prédéterminé (on peut parfois estimer le nombre maximal d'itérations nécessaire à la convergence vers une solution, et considérer que si l'algorithme n'a pas convergé après autant d'itérations, il ne réussira jamais). La partie « Chaîne de Markov » dénote le fait que x_{n+1} ne dépend que de x_n , et pas de x_{n-1} . Autrement dit, le choix des valeurs du prochain jeu de paramètres ne dépend que des valeurs de l'étape actuelle, et pas de celles de l'étape précédente.

J'utilise pour appliquer cette méthode le paquet Python « emcee »¹⁰ (FOREMAN-MACKEY et al., 2013), qui propose d'étudier à chaque itération m jeux de paramètres, potentiellement en parallèle, au lieu d'un seul, et ainsi diminuer le nombre d'itérations nécessaires avant convergence, ainsi que couvrir de façon plus complète l'espace des paramètres. On suit donc cette fois m « walkers », la position de chacun étant actualisée en fonction des autres, de manière à converger plus rapidement vers les maximums locaux de probabilité. En gardant les valeurs de chaque « walker » à

9. J'entends par là que la valeur réelle n'est pas en dehors de l'espace de paramètres considéré, auquel cas les walkers s'agglomèreraient au niveau de la borne supérieure ou inférieure pour chaque paramètre.

10. <https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>

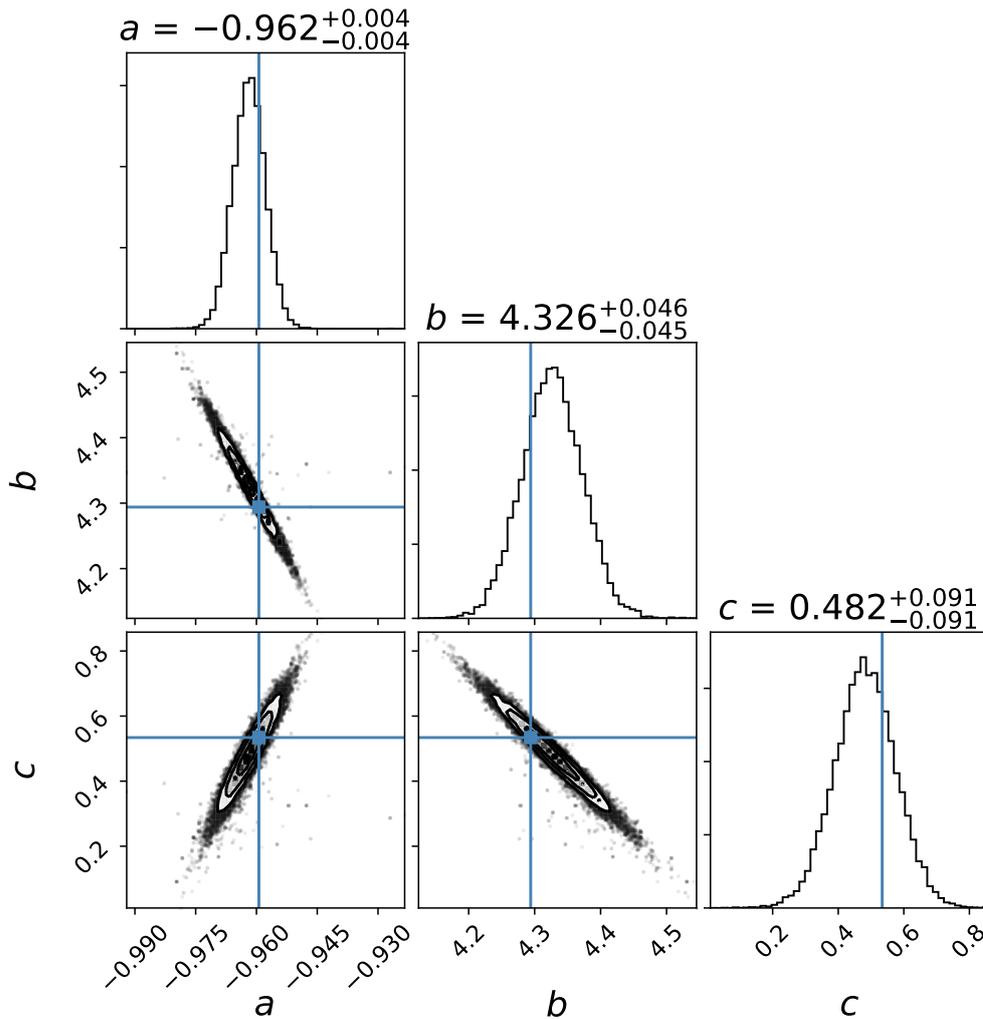


Fig. 2.11.: Corner plot indiquant le résultat de l’ajustement MCMC d’un polynôme de degré 2, de type $y = a*x^2 + b*x + c$. En haut de chaque colonne se trouve l’histogramme des différentes valeurs adoptées pour a , b , et c lors de l’ajustement, accompagné de la valeur optimale du paramètre (50^e centile), avec les erreurs correspondant aux 16^e et 84^e centiles. La vraie valeur (valeur avec laquelle les fausses données expérimentales ont été créés, avant ajout du bruit) est indiquée en bleu.

chaque étape, on peut construire un histogramme centré autour de la vraie valeur, car plus un paramètre s’approche de la valeur optimale, plus il aura de chance de conserver sa valeur actuelle à chaque itération. Si convergence il y a, l’histogramme, constitué des $n \cdot m$ points, aura la forme de la distribution de probabilité du paramètre.

L’incertitude sur les paramètres peut être calculée de différentes façons. Une méthode répandue, que j’ai utilisée dans ce travail de thèse, consiste à prendre comme barre d’erreur les 16^e et 84^e centiles de la distribution obtenue. Ceci par analogie à la distribution gaussienne, dont l’écart type σ est tel que 68 % des points de mesure se

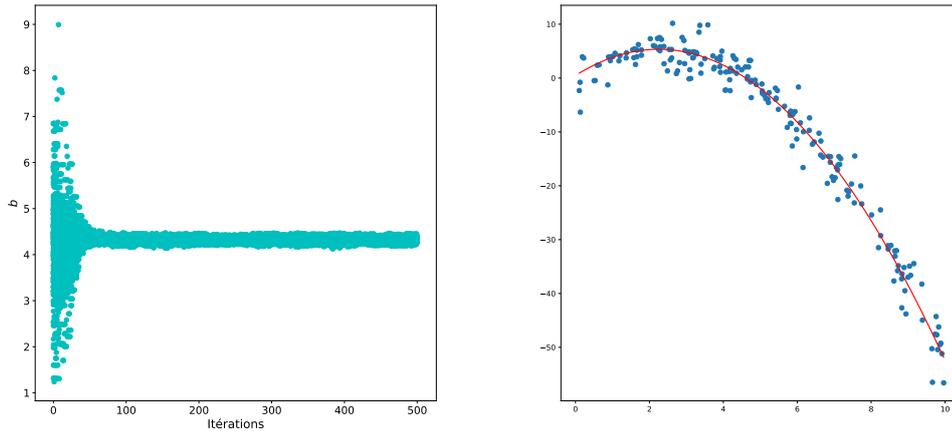


Fig. 2.12.: Gauche : valeurs prises par le paramètre b lors de l'ajustement. À chaque itération correspondent 100 valeurs de b , adoptées par les 100 « walkers ». La convergence vers la valeur réelle est clairement visible. Droite : en bleu, les données expérimentales factices ; en rouge, le polynôme obtenu par ajustement des coefficients par méthode MCMC.

trouveront entre $a - \sigma$ et $a + \sigma$, a étant la valeur la plus probable de la distribution, calculée comme la valeur médiane, c'est-à-dire le 50^e centile des points de mesure.

Un exemple d'utilisation d'emcee est présenté Fig. 2.11 et 2.12. Dans cet exemple, les coefficients a , b et c d'un polynôme de degré 2 sont estimés à partir de données expérimentales factices bruitées. La Fig. 2.11 montre le « corner plot » construit par emcee, qui permet de visualiser la répartition de l'ensemble des points (500 itérations, 100 « walkers »), dans des diagrammes $a = f(b)$, $a = f(c)$, et $b = f(c)$, ainsi que les histogrammes correspondants aux trois variables. Les corrélations entre paramètres sont clairement visibles, indiquées par la forme allongée des nuages de points. La Fig. 2.12 montre l'ensemble des valeurs adoptées par les 100 « walkers » pour le paramètre b , ainsi que les données et le polynôme correspondant au meilleur ajustement.

Cet algorithme est efficace pour chercher de façon automatique les paramètres donnant le modèle de meilleure concordance avec les données. Il nécessite cependant de produire une grande quantité de modèles. Dans l'exemple, 100 « walkers » furent utilisés sur 500 itérations, donc 50 000 « modèles » furent évalués. Quand ces modèles sont analytiques, ici représentés par un simple polynôme, le temps de convergence de l'algorithme est très faible, de l'ordre de quelques secondes. Quand il s'agit de modéliser une étoile et l'intensité qu'elle émet dans notre direction, le temps de calcul augmente fortement. L' ω - model est un modèle analytique, et les fonctions d'interpolation permettent de ne pas avoir à faire tourner ESTER à chaque modèle, mais la création de la grille, puis de la carte d'intensité, et enfin le calcul des

observables et leur comparaison aux données impose un temps de calcul de plusieurs secondes par modèle pour une grille ayant une faible résolution, jusqu'à une minute pour des modèles de plus haute résolution. Multiplié par 20 000, 50 000, voire 100 000, cela représente un temps de calcul considérable, de plusieurs semaines. emcee permet une parallélisation des tâches, mais les besoins en mémoires vive (encore trop élevés dans l'état actuel du code) imposent une restriction sur le nombre de cœurs utilisables, et même sur des serveurs de calcul, le temps est non négligeable. Ce processus peut donc être remplacé par un balayage de l'espace des paramètres, générant une carte de χ^2 , qui permettra une estimation des paramètres optimaux, leur incertitude étant plus difficile à déterminer. Les deux méthodes d'estimation des paramètres optimaux sont utilisés dans la suite, lors de l'étude de l'étoile Altaïr, qui va maintenant être présentée en détails.

Étude d'Altaïr

” *It is a strange fate that we should suffer so much fear and doubt over so small a thing... such a little thing.*

— **Boromir**

The Lord of the Rings : The Fellowship of the Ring (by J. R. R. Tolkien)

La majeure partie de ma thèse a consisté en l'étude de l'étoile Altaïr, un rotateur rapide déjà abondamment étudié à cause de sa proximité au Soleil. Le but étant d'approfondir nos connaissances sur les effets de la rotation, en utilisant les modèles de structure stellaire ESTER pour reproduire les données interférométriques, spectroscopiques, et sismologiques, Altaïr est l'un des meilleurs candidats disponibles. Je présente ici l'état des connaissances concernant Altaïr avant cette étude, puis les données observationnelles utilisées. Viennent ensuite la détermination de différents paramètres physiques de l'étoile, d'abord à l'aide de l' ω – model (pour des raisons indiquées en début de Sect. 3.3), puis avec les modèles ESTER. Enfin, des contraintes supplémentaires sur la masse de l'étoile sont apportées par l'étude des oscillations observées à sa surface. Une discussion des difficultés rencontrées et des différentes sources d'erreur potentielles sont présentées en fin de chapitre.

3.1 État des connaissances

Altaïr, de l'arabe *al-nasr al-tā'ir* (« l'aigle (ou le vautour) en vol »), aussi appelée α *Aquilae* dans la désignation de Bayer, est la 12^e étoile la plus brillante dans le ciel terrestre, avec une magnitude en bande V de 0.76 (DUCATI, 2002) et un type spectral A7V. Comme son nom l'indique, c'est l'étoile la plus brillante de la constellation de l'Aigle, et elle fait partie du bien connu « triangle d'été » avec Vega (α Lyr) et Deneb (α Cyg). Située à environ 5.13 pc du Soleil (VAN LEEUWEN, 2007), Altaïr fait partie des 50 étoiles les plus proches du Soleil, et apparaît ainsi dans la plupart des classifications stellaires depuis l'antiquité. Dans l'astronomie moderne, Altaïr a pour la première fois été étudiée (de façon documentée, sous forme d'article publié dans une revue scientifique) en 1889, par SCHEINER, 1889, qui s'interrogeait

sur la particularité de son spectre, et des raies d'absorption qu'il contenait. Plus récemment, elle a attiré l'attention des astrophysiciens de par sa vitesse de rotation élevée, sa vitesse projetée sur la ligne de visée ayant été mesurée pour la première fois à $v \sin i = 250 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ par STOECKLEY (1968). Elle a depuis été estimée par différentes méthodes entre 190 km s^{-1} (CARPENTER et al., 1984) et 250 km s^{-1} , la dernière estimation par interférométrie étant 240 km s^{-1} par MONNIER et al. (2007), et par spectroscopie par REINERS et ROYER (2004) à $227 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$.

La première étude d'Altaïr par exploitation de données interférométriques fut effectuée par VAN BELLE et al. (2001), qui mesurent un aplatissement ε de 0.122 ± 0.022 à partir de données de l'instrument PTI. Cette mesure est la première mesure directe par interférométrie de l'aplatissement d'une étoile dû à la rotation.

OHISHI et al. (2004) ont ensuite déterminé la présence d'assombriement gravitationnel d'après des observations de l'instrument NPOI (Navy Prototype Optical Interferometer). Cet assombriement a ensuite été confirmé par DOMICIANO DE SOUZA, KERVELLA, JANKOV, VAKILI et al. (2005), qui démontrèrent que l'étoile était compatible avec la relation de von Zeipel entre T_{eff} et g_{eff} pour les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} \propto g_{\text{eff}}^{\beta}$, avec $\beta = 0.25$). Ils ont pour cela ajouté des données provenant de l'instrument VINCI du VLTI aux deux jeux de données déjà mentionnés, permettant une analyse dans différentes bandes spectrales. Ils obtinrent également une estimation assez large de l'inclinaison de l'étoile, entre 40 et 65° . PETERSON et al. (2006) donnèrent une estimation plus précise, avec $i = 63.9 \pm 1.7^\circ$, à partir des mêmes données NPOI.

La dernière étude d'Altaïr en date, décrite dans MONNIER et al. (2007), exploite les données de l'instrument MIRC (CHARA) pour donner la première reconstruction d'image de l'étoile. Leur ajustement des données interférométriques à des modèles de Roche agrémentés de modèles d'atmosphère ATLAS permet de décrire l'étoile dans son ensemble, avec une précision améliorée sur les paramètres polaires et équatoriaux de l'étoile, et un coefficient $\beta = 0.19 \pm 0.012$ pour l'assombriement gravitationnel, en deçà des études précédentes. Une liste étendue (mais non-exhaustive) des paramètres qu'ils ont obtenus pour Altaïr est présentée Tableau 3.8, ces valeurs étant comparées à celles obtenues dans le cadre de ce projet de thèse. Notons que dans leur étude, la masse d'Altaïr fut fixée à $M = 1.791 M_{\odot}$, adoptée d'après PETERSON et al. (2006), proche de la valeur $M = 1.80 M_{\odot}$ obtenue auparavant par MALAGNINI et MOROSSI (1990). Dans les deux cas, la masse fut déterminée à partir des modèles 1D sans rotation de Genève (SCHALLER et al., 1992) qui reproduisaient la position de l'étoile dans le diagramme HR pour MALAGNINI et MOROSSI, ou l'estimation du rayon polaire et de la luminosité corrigée dans le cas de PETERSON et al.

En dehors de l'interférométrie, diverses techniques donnent accès à différentes informations (ou donnent d'avantage de contraintes sur les mêmes paramètres). En plus de la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée, REINERS et ROYER (2004) déterminèrent son inclinaison supérieure à 68° dans un intervalle de confiance de 1σ , et supérieure à 45° dans un intervalle de 2σ , en étudiant son spectre. Toujours dans l'utilisation de données spectroscopiques, des raies d'émission furent détectées dans l'UV par REDFIELD et LINSKY (2005), tandis que ROBRADÉ et SCHMITT (2009) trouvèrent des signes d'émission coronale en rayons X, en étudiant conjointement spectres et courbes de lumière.

Du côté de l'astérosismologie, une seule étude a été conduite, en 2005. Deux articles furent publiés sur le sujet, BUZASI et al. (2005) présentant dans un premier temps les observations des oscillations de la surface d'Altaïr, mesurées par l'instrument WIRE¹. Ces oscillations ont conduit à la classification d'Altaïr comme δ Scuti, classe d'étoiles de type spectral A à F, de masse entre 1.5 et 2.5 M_\odot , situées (dans le diagramme HR) à la jonction de la bande d'instabilité et de la séquence principale. Ces étoiles présentent des modes p d'ordre faible, de période allant de quelques minutes à environ 8 heures. Une description plus complète de ces pulsateurs et des mécanismes d'excitation de leurs modes est donnée par exemple dans AERTS et al. (2010). Dans un second temps, SUÁREZ, BRUNTT et al. (2005) effectuèrent une étude théorique des modes d'oscillation observés, à partir de modèles d'étoile 1D (CESAM). En prenant en compte les effets de la rotation sur les modes d'oscillation grâce à une modélisation perturbative du deuxième ordre, ils obtinrent une gamme de masses possibles pour l'étoile entre 1.70 et 1.76 M_\odot , et une limite inférieure de 150 km s^{-1} pour la vitesse de rotation équatoriale. Ils estimèrent également un âge compris entre 225 et 775 Ma, indiquant un âge très faible pour Altaïr², en accord avec PETERSON et al. (2006) qui suggèrent une fraction d'hydrogène dans le cœur proche de la valeur de l'enveloppe, donc une étoile tout juste sortie de la ZAMS.

1. Wide-field InfraRed Explorer, télescope de la NASA lancé en 1999 dont la caméra de suivi d'étoiles fut reconvertie afin de délivrer des courbes de lumière dédiées à la sismologie, suite à l'échec de la mission principale dû à un dysfonctionnement lors de la mise en orbite

2. La durée de vie d'une étoile peut être estimée d'après une relation empirique entre masse et luminosité. Pour les étoiles de séquence principale, cette relation est $L/L_\odot \sim (M/M_\odot)^{3.5}$ (HARWIT, 2006). On suppose qu'environ 10 % de la masse M de l'étoile est impliquée dans la production d'énergie par réactions nucléaires, ce qui correspond à la masse du cœur de l'étoile, et que seulement 0.7 % de cette masse est convertie en énergie E lors de la fusion de l'hydrogène en hélium, qui est la réaction qui fournit le plus d'énergie dans les étoiles de faible masse ; on a donc $E = 0.007 * 0.1 * Mc^2$. Si cette énergie est intégralement libérée par l'étoile sous forme de rayonnement, alors $E = Lt$, L étant la luminosité de l'étoile et t sa durée de vie. En découle $t = 0.007 * 0.1 * Mc^2/L$. Introduire les valeurs solaires donne $t/t_\odot = (ML_\odot)/(M_\odot L)$. En utilisant la relation masse-luminosité, on a $t/t_\odot = (M/M_\odot)^{-2.5}$. Une masse de 1.73 M_\odot (dans la gamme [1.70-1.76] de SUÁREZ, BRUNTT et al.) donne une durée de vie $t \sim 2.5$ milliards d'années.

Tab. 3.1.: Comparaison de paramètres d'Altaïr dérivés à partir d'observations par MONNIER et al. (2007) et un ajustement "à la main" des températures et rayons avec un modèle 2D ESTER. Les valeurs en gras sont les paramètres d'entrée du modèle ESTER, le reste est ajusté aux valeurs de la deuxième colonne.

Paramètres	MONNIER et al. (2007)	modèle ESTER
M (M_{\odot})	1.791	1.65
T_{pole} (K)	8450 ± 140	8450
T_{eq} (K)	6860 ± 150	6849
R_{pole} (R_{\odot})	1.634 ± 0.011	1.627
R_{eq} (R_{\odot})	2.029 ± 0.007	2.027
v_{eq} (km s^{-1})	285.5 ± 6	274
Z	–	0.014
[M/H]	-0.2	
X_c	–	0.35

Première estimation

On peut d'ores et déjà vérifier que les modèles ESTER peuvent reproduire les paramètres de surface d'Altaïr, par exemple en balayant différentes valeurs pour les paramètres d'entrée du code, de manière à retrouver les valeurs de la littérature pour les paramètres de sortie. En jouant uniquement sur la masse M , la métallicité Z , et le rapport de la fraction massique d'hydrogène dans le cœur, X_c , sur la fraction dans l'enveloppe, X , il est possible de reproduire de façon approximative les températures et rayons équatoriaux et polaires des précédentes études. Le Tableau 3.1 montre la comparaison entre les valeurs des paramètres physiques d'Altaïr cités, obtenus par MONNIER et al. (2007), et un modèle ESTER qui reproduit le mieux ces valeurs.

On observe une concordance presque parfaite au niveau des températures et rayons, et une vitesse de rotation à l'équateur relativement proche, quoique plus faible pour notre modèle, en dehors des barres d'erreur de MONNIER et al. Notre masse est également nettement plus faible, ce qui laisse penser qu'une analyse plus poussée est nécessaire. La fraction d'hydrogène dans le cœur, de moitié inférieure à celle de l'enveloppe ($X = 0.7$), indique une étoile à un stade avancé de la séquence principale.

Il reste maintenant à déterminer si ce modèle permet de reproduire les données multiples à notre disposition. L'importance d'analyser conjointement des données de nature différente vient du fait qu'une analyse multi-techniques permet de s'affranchir de certaines corrélations entre paramètres et mieux contraindre les paramètres physiques de l'objet étudié. Ces données sont présentées dans la prochaine section, les sections suivantes décrivant leur analyse.

3.2 Données observationnelles

Trois types de données furent utilisés pour l'étude d'Altair : interférométriques, spectroscopiques, et sismologiques. Leurs caractéristiques sont exposées dans ce qui suit.

3.2.1 Interférométrie

Deux jeux de données interférométriques ont été choisis pour cette étude. Ces données étaient les plus récentes au commencement de ce projet. Le premier ensemble provient de l'instrument PIONIER du VLTI (LE BOUQUIN et al., 2011). Cet instrument combine la lumière récoltée simultanément dans quatre télescopes, soit les UT (Unit Telescopes, 8.2 m), soit les AT (Auxiliary Telescopes, 1.8 m), pour produire des franges d'interférence et délivrer les observables que sont la visibilité carrée (pour les 6 bases formées par les 4 télescopes) et la clôture de phase (pour les 4 combinaisons possibles de 3 télescopes parmi 4). Ces observations sont faites à basse résolution spectrale dans la bande H ($1.45\ \mu\text{m}$ - $1.80\ \mu\text{m}$). Les fichiers regroupant 8 observations effectuées durant deux campagnes différentes proviennent de la base de données en ligne OiDB (Optical interferometry DataBase) du JMMC³. La première série comporte 5 observations faites sur deux nuits en septembre 2011. Elles furent effectuées en configuration large avec les AT, dans 7 canaux spectraux. La deuxième série est constituée de 3 observations effectuées durant la même nuit, en octobre 2014, dans le cadre de l'étude Exozodi (voir MARION et al., 2014, pour plus de détails sur les observations). Une configuration compacte (utilisant les AT également) et 3 canaux spectraux furent utilisés pour cette série. Les deux séries ont été exploitées conjointement dans notre étude, malgré l'écart de trois ans entre les deux campagnes d'observation, car la configuration compacte de la deuxième série n'est sensible qu'aux grandes échelles, telles que la forme globale de l'étoile, qui ne change pas de façon significative à une échelle de temps si courte pour Altair. L'ensemble des observations ont été réduites grâce au pipeline *PNDRS* (LE BOUQUIN et al., 2011). Elles sont présentées dans le Tableau 3.2, qui montre la date de chacune et les configurations de télescopes utilisées.

Le deuxième ensemble de données est constitué de deux nuits d'observations en 2016 de l'instrument GRAVITY du VLTI. Cet instrument combine, lui aussi, la lumière de 4 télescopes, AT ou UT. Il opère cependant dans la bande K, entre 2.0 et $2.4\ \mu\text{m}$, et propose trois niveaux de résolution spectrale : faible ($R \sim 22$), moyen ($R \sim 500$), et élevé ($R \sim 4000$). Les observations (faites en mode haute résolution) furent

3. Jean-Marie Mariotti Center. Réseau de laboratoires français proposant sur une plateforme commune (<http://www.jmmc.fr>) diverses ressources facilitant l'analyse et l'exploitation de données interférométriques, ainsi que certaines données réduites.

Tab. 3.2.: Observations d'Altair obtenues par l'instrument VLTI/PIONIER.

Date	Configuration	Bases au sol	PA (°)
2011-09-23T00 :43			
2011-09-23T01 :49		46.64m	
2011-09-24T00 :46	A1-G1-I1-K0	à	Voir
2011-09-24T01 :18		129.08m	Fig. 3.1
2011-09-24T03 :33			
2014-10-11T23 :49		11.31m	
2014-10-12T00 :12	A1-B2-C1-D0	à	Voir
2014-10-12T00 :34		36.09m	Fig. 3.1

Tab. 3.3.: Observations d'Altair obtenues par l'instrument VLTI/GRAVITY.

Date	Configuration	Bases au sol	PA (°)
2016-06-16T06 :50			
2016-06-16T06 :58			
2016-06-16T07 :06		48.86m	
2016-06-18T06 :06	A0-G1-J2-K0	à	Voir
2016-06-18T06 :14		129.34m	Fig. 3.1
2016-06-18T06 :22			

obtenues lors du premier "Science Verification Time" (SVT)⁴ de l'instrument (ID du programme : 60.A-9164(A)). La réduction des données a été faite via des outils Python⁵ proposés par le consortium GRAVITY, facilitant l'utilisation du pipeline dédié à l'instrument (LAPEYRERE et al., 2014). À partir des fichiers d'observation bruts, la réponse instrumentale est calculée grâce à l'étoile de calibration puis utilisée pour calibrer la visibilité de l'étoile cible. L'étoile HD188310, de diamètre angulaire $\varnothing = 1.64 \text{ mas}$ (SWIHART et al., 2017) et magnitude 2.17 en bande K (CUTRI et al., 2003) sert de calibrateur (contre $\varnothing = 3.67 \text{ mas}$ (MONNIER et al., 2007) et $m = 0.24$ en bande K (DUCATI, 2002) pour Altair). Comme pour PIONIER, 6 visibilités et 4 clôtures de phase sont mesurées lors de chaque observation, pour les deux directions de polarisation p et s . Aucune différence significative n'existait entre les deux polarisations, elles furent donc moyennées. Les fichiers sont présentés Tableau 3.3.

4. Le SVT est le temps d'observation alloué sur un instrument (18 nuits pour GRAVITY) en fin de commissioning, c'est-à-dire juste avant l'ouverture de l'instrument à la communauté, dédié à la vérification des capacités de l'instrument sur cibles réelles, ainsi que des outils de réduction de données.

5. Disponibles sur http://version-lesia.obspm.fr/repos/DRS_gravity/python_tools/.

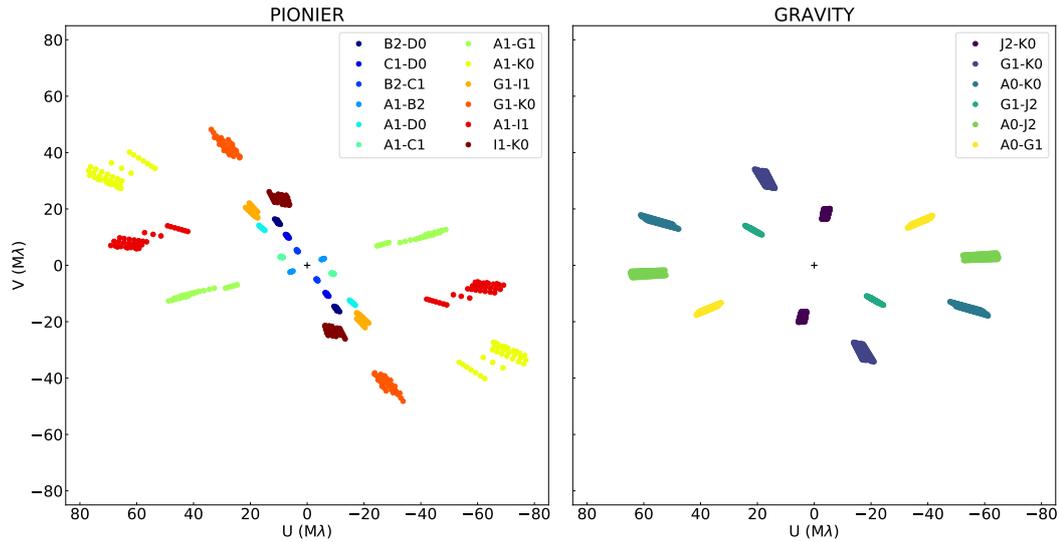


Fig. 3.1.: Couverture uv des observations PIONIER et GRAVITY d'Altair. Les fréquences spatiales sont en $M\lambda$ ("Méga lambda"), c'est-à-dire $B_{x,y}/\lambda$, avec B en mètres et λ en μm , de façon à éviter les facteurs 10^6 qui apparaîtraient si la longueur d'onde était également exprimée en mètres.

La couverture du plan uv de chaque instrument pour les observations exploitées dans ce projet est montrée Fig. 3.1. Les données elles-mêmes (Visibilité carrée et clôture de phase) sont montrées Fig. 3.2 et 3.3.

3.2.2 Spectroscopie

L'objectif de cette thèse est d'étudier les effets de la rotation sur les étoiles à l'aide de modèles à 2 dimensions ESTER, qui modélisent de façon incomplète la composition chimique de l'étoile (avec des rapports d'abondance solaires) et les réactions nucléaires du cœur. La détermination de la composition d'Altair de manière précise, donc des abondances individuelles des différents éléments chimiques, nécessiterait une étude dédiée, séparée de ce projet. Nous pouvons cependant dès à présent exploiter des données spectroscopiques afin de mieux contraindre certains paramètres. Certaines raies métalliques isolées permettent d'estimer la vitesse projetée ($v \sin i$) à la surface des étoiles, et la profondeur de la raie peut donner une idée de sa gamme de températures effectives. Conformément aux résultats de ROYER (2009), qui parmi un certain nombre de raies spectrales du domaine visible retiennent le doublet du Magnésium ionisé une fois (MgII) à 4481 \AA comme seul candidat à la détermination du $v \sin i$ d'étoiles de type A7 comme Altair (pour un $v \sin i > 200 \text{ km s}^{-1}$), c'est avec cette raie que nous tenterons d'obtenir des contraintes supplémentaires sur les paramètres de surface d'Altair. Ce manque de raies satisfaisantes provient du mélange des raies à vitesse de rotation élevée, dû au fort élargissement de celles-ci, par effet Doppler.

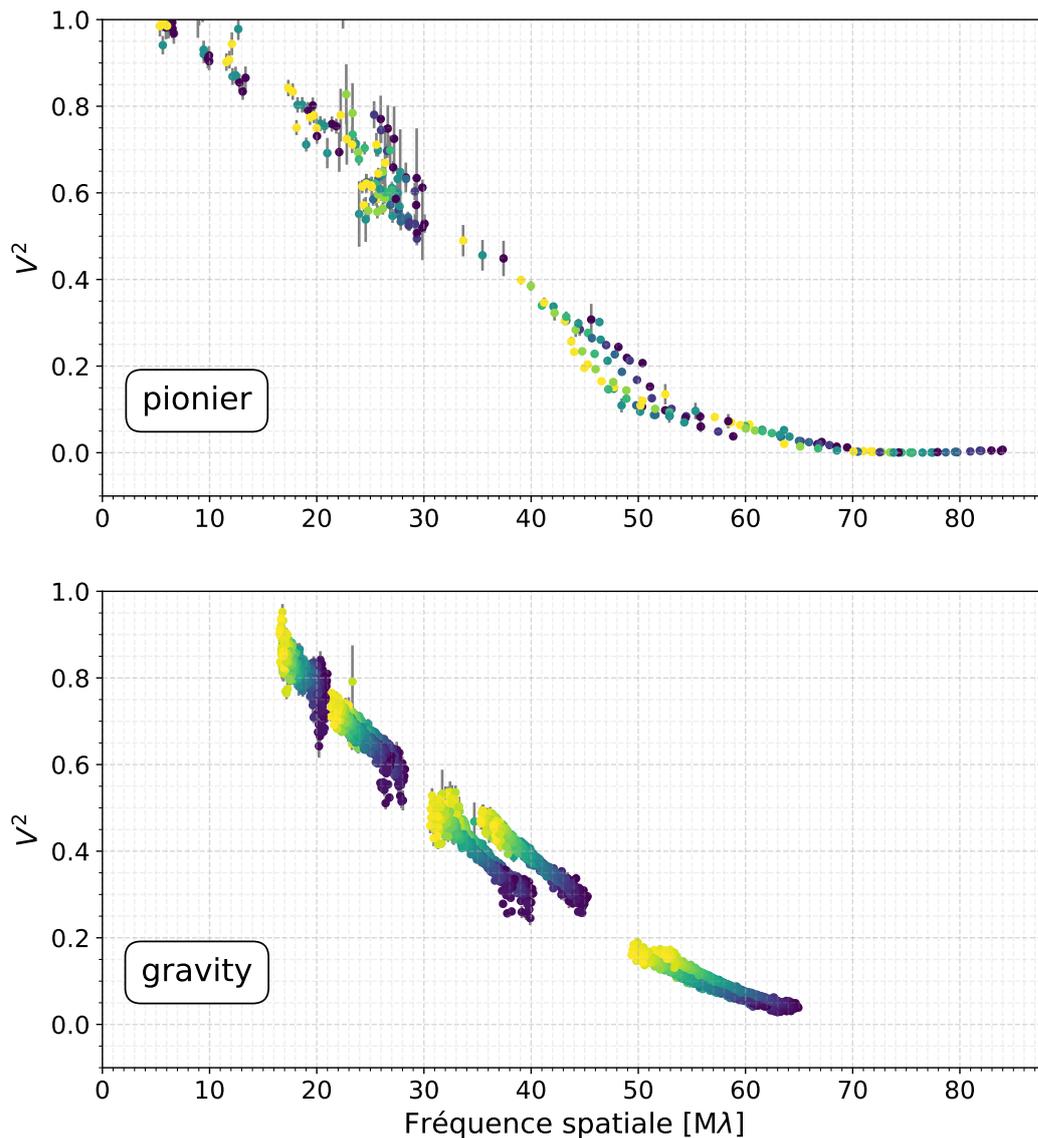


Fig. 3.2.: Carré du module de la visibilité complexe d’Altaïr mesurée par PIONIER et GRAVITY. Chaque groupe de valeurs (de jaune à violet) provient d’une base, chaque point correspondant à une longueur d’onde différente.

Le spectre observé d’Altaïr nous a cordialement été donné par Frédéric Royer⁶. Ce spectre, déjà exploité par REINERS et ROYER (2004) pour déterminer l’inclinaison et la vitesse de rotation d’Altaïr, provient de l’instrument ELODIE de l’observatoire de Haute-Provence. Décommissionné en 2006, cet instrument produisait des spectres de haute résolution (jusqu’à $R = 45\,000$), entre 3850 et 6800 Å. REINERS et ROYER combinèrent les différents ordres de 5 spectres échelle récoltés le 1^{er} octobre 2003, de rapports signal-sur-bruit (S/N, de l’anglais Signal-to-noise ratio) moyen 228, et résolution $R \sim 42\,000$. Ils ont ensuite normalisé le spectre en utilisant les étoiles HD 118623 et γ Boo comme calibrateurs (les détails du procédé employé pour la normalisation sont donnés dans l’article en question). Aucune incertitude n’a été calculée

6. GEPI, Observatoire de Paris, place J. Janssen, Meudon, France

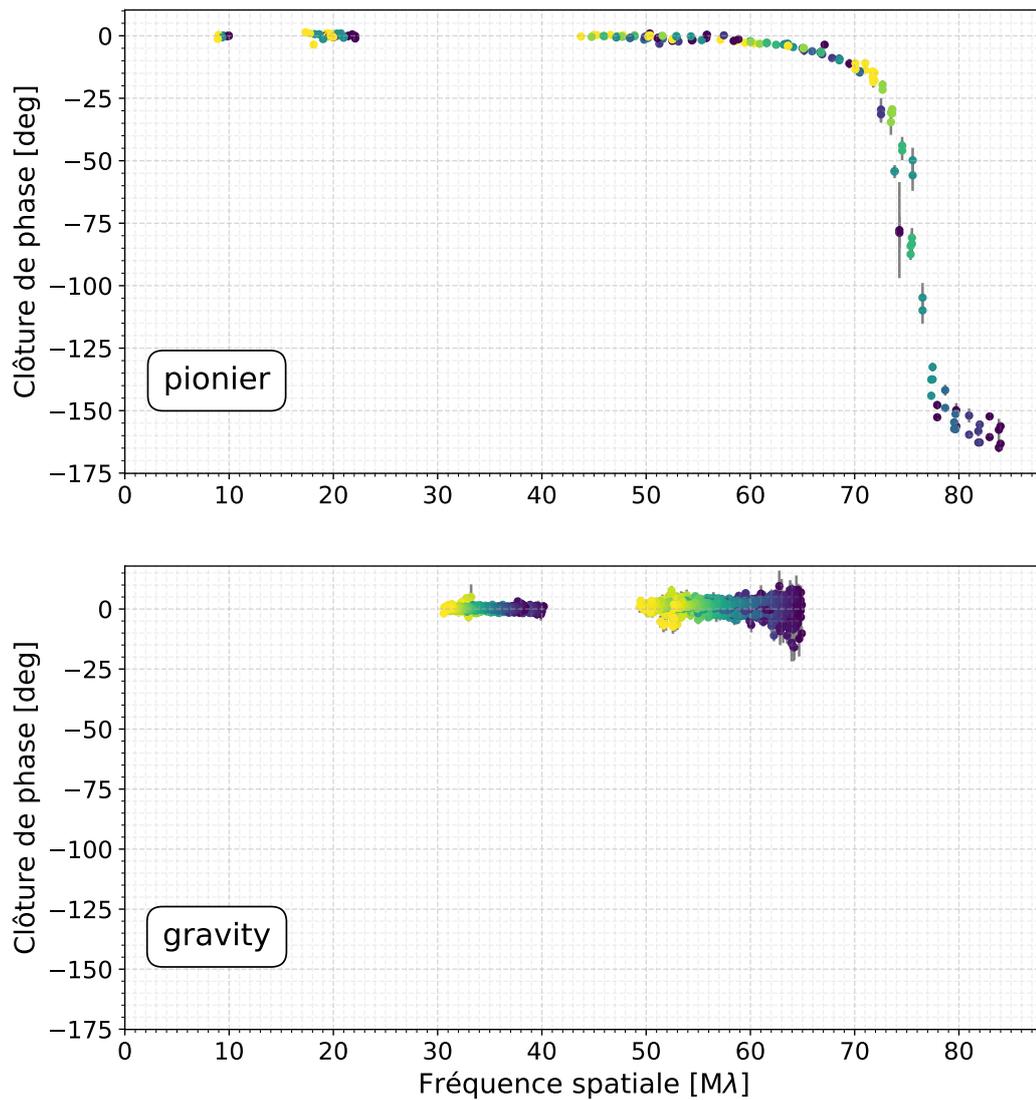


Fig. 3.3.: Clôture de phase d'Altair mesurée par PIONIER et GRAVITY. Chaque groupe de valeurs (de jaune à violet) provient d'une base (la plus grande du triangle), chaque point correspondant à une longueur d'onde différente.

dans le processus. Pour estimer l'incertitude sur le spectre normalisé, nous avons pris l'incertitude relative moyenne de chacun des cinq fichiers d'origine, disponibles dans les archives de l'instrument ELODIE⁷, autour de la raie du MgII (l'incertitude relative est presque constante dans cette gamme de longueurs d'onde). Ces cinq incertitudes ont ensuite été moyennées par moyenne pondérée, les S/N ayant été utilisés comme poids.

7. <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/fE.cgi?ob=objname,dataset,imanum&c=o&o=altair>

3.2.3 Sismologie

Les données sismiques d'Altair proviennent, comme indiqué précédemment, du satellite WIRE. L'étoile fut observée du 18 octobre au 12 novembre 1999, à une cadence de 0.5 s. 40 % de la période orbitale du satellite étaient dédiés aux prises de vue de 0.1 s, mais certaines contraintes liées à la mission sont la source de vides supplémentaires dans les observations. En résulte une courbe de lumière à 27 % complète sur le cycle total d'observation, composée d'environ 1.27 millions de points d'acquisition.

BUZASI et al. (2005) ont réduit les données de deux façons différentes (pour comparaison), les deux donnant des résultats similaires. Ils ont ensuite extrait les fréquences d'oscillation de la courbe de lumière via une transformée de Fourier, et identifié dans le spectre 9 fréquences, présentées Tableau 3.4 par ordre d'amplitude décroissante. Parmi ces 9 modes, 2 sont écartés (f_8, f_9) car ayant une période d'oscillation proche de la période de rotation de l'étoile (~ 2.78 cycles/jour). Ces modes étant de plus dans la gamme des modes de gravité, nous ne les avons pas non plus intégrés à notre étude.

Tab. 3.4.: Fréquences d'oscillations d'Altair (d'après BUZASI et al., 2005). Les colonnes 2 et 3 indiquent respectivement la fréquence en cycles par jour (c/d, cycle per day) et l'amplitude des oscillations en millièmes (*ppm*, parties par millions) de la luminosité moyenne de l'étoile.

Mode	ν (c/d)	A (ppm)
f_1	15.768	420
f_2	20.785	377
f_3	25.952	245
f_4	15.989	195
f_5	16.183	140
f_6	28.408	123
f_7	23.280	108
f_8	2.570	104
f_9	3.526	92

Seules les fréquences d'oscillation et leurs amplitudes associées nous sont nécessaires, le Tableau 3.4 représente donc l'ensemble des données sismologiques exploitées dans ce projet réalisé pendant ma thèse.

Les prochaines sections décrivent l'exploitation de ces données, et les résultats qui en découlent.

3.3 Interférométrie avec ω – model

Dans un premier temps, nous avons essayé de déterminer les paramètres suivants d'Altair avec les modèles ESTER, par ajustement des données interférométriques : la masse (M), la vitesse de rotation angulaire (Ω), la métallicité (Z), la fraction massique d'hydrogène dans le cœur (X_c), l'inclinaison (i), l'angle de position (PA), et la métallicité des modèles d'atmosphère ($[M/H]$). La fraction massique d'hydrogène dans l'enveloppe, X , interviendra par la suite, car il est apparu durant l'étude que celle-ci joue un rôle important dans la convergence vers une solution réaliste d'un point de vue physique. Le χ^2 de l'ajustement est calculé de façon à donner un poids équivalent aux données PIONIER et GRAVITY, malgré l'écart important du nombre de points de données entre les deux. Pour cela, le nombre de points de données des observations PIONIER est pris comme référence. Le χ^2 des données GRAVITY est multiplié par le rapport f_{GRAVITY} du nombre de points de données PIONIER sur le nombre de points de données GRAVITY,

$$f_{\text{GRAVITY}} = \frac{n_{\text{PIONIER}}}{n_{\text{GRAVITY}}}, \quad (3.1)$$

pour le calcul du χ^2 total, et le nombre de points de données est également ajusté de cette façon dans le calcul du χ^2 réduit,

$$\chi_{\text{total}}^2 = \chi_{\text{PIONIER}}^2 + f_{\text{GRAVITY}} * \chi_{\text{GRAVITY}}^2 \quad (3.2)$$

$$\chi_{\text{réduit}}^2 = \frac{\chi_{\text{total}}^2}{n_{\text{PIONIER}} + f_{\text{GRAVITY}} * n_{\text{GRAVITY}} - d.o.f}, \quad (3.3)$$

où *d.o.f* (pour *degrees of freedom*) est le nombre de degrés de liberté du système (que l'on considère égal au nombre de paramètres ajustés). Si un jeu de données d'un autre instrument *INST* est ajouté (les données spectroscopiques par exemple, voir prochaine section), les mêmes termes pourront être ajoutés, en remplaçant n_{GRAVITY} par n_{INST} dans f_{INST} .

Il ne fut cependant pas possible de contraindre tous ces paramètres en même temps, à cause des fortes corrélations entre certains paramètres, par exemple Ω et i , ou M , Z et X_c . Il nous a paru judicieux de décomposer l'ensemble des paramètres en deux groupes, et faire appel à l' ω – model. Comme mentionné Sect. 2.1.2, l' ω – model produit des paramètres de surface en accord avec les modèles ESTER, tout en étant plus simple dans sa construction, et la physique qu'il inclut. Il n'est pas sensible à la métallicité de l'étoile, ni à la fraction d'hydrogène dans le cœur, ce qui nous permet d'exclure ces paramètres de l'ajustement. De plus, si l'on s'en tient aux données interférométriques, on évite également de se soucier de la masse et la luminosité totale de l'étoile, toutes deux paramètres d'entrée de l' ω – model. Ces données sont en effet sensibles à la distribution d'intensité à la surface de l'étoile (directement

liée dans mon code à la distribution de température et de gravité) et à la forme de l'étoile, mais pas à l'intensité absolue, la visibilité complexe étant normalisée par le flux intégré sur la surface. Or, la masse et la luminosité totale, indépendantes dans l' $\omega - \text{model}$ ⁸, n'ont théoriquement pas d'impact sur la distribution de T_{eff} et g_{eff} à la surface. En pratique, on observe un impact sur le χ^2 négligeable, de plusieurs ordres de grandeur inférieur à l'influence des autres paramètres. On peut donc fixer les deux aux valeurs de la littérature pour cette étape. La masse fut fixée à $M = 1.80 M_{\odot}$, d'après les valeurs de MALAGNINI et MOROSI, 1990 ($1.80 M_{\odot}$) et PETERSON et al., 2006 ($1.79 M_{\odot}$), et la luminosité à $10.6 L_{\odot}$ d'après PETERSON et al. La distance d'Altaïr fut fixée à 5.13 pc, d'après les données du satellite HIPPARCOS (VAN LEEUWEN, 2007).

Les paramètres que nous cherchons à contraindre lors de cette première étape sont donc : la vitesse angulaire de rotation à la surface Ω , l'inclinaison i , l'angle de position PA , auxquels s'ajoute le rayon équatorial, R_{eq} , qui est une sortie d'ESTER mais un paramètre d'entrée de l' $\omega - \text{model}$. Une méthode MCMC, décrite en Sect. 2.2.4, fut employée afin de déterminer les paramètres du modèle qui donne le meilleur ajustement aux données interférométriques. 200 étapes et 100 "walkers" furent utilisés. Ces nombres sont le fruit d'un compromis nécessaire entre balayage approprié de l'espace des paramètres (walkers) et convergence vers une solution (étapes) d'un côté, et temps de calcul raisonnable de l'autre. Plusieurs centaines de walkers sont en général utilisées, de même pour le nombre d'étapes, mais cela vaut uniquement quand l'ajustement d'un modèle est rapide, de l'ordre de la seconde, moins si possible. Dans notre cas, si l'on choisit une résolution suffisamment élevée pour le découpage de la surface, au-delà de laquelle le χ^2 ne change plus de façon significative, le processus complet pour un modèle (création des cartes d'intensité, calcul des variables interférométriques, et comparaison aux données) s'effectue en environ 1 minute. La routine MCMC est parallélisable, ce qui permet de gagner de façon significative en temps, cependant le coût élevé en ressources en l'état actuel du code limite grandement le nombre de tâches pouvant être accomplies simultanément. Au final, l'ajustement prend un peu plus d'une semaine sur les serveurs de calcul de l'observatoire de Paris⁹, en se limitant à « seulement » 200 étapes et 100 walkers. Augmenter ces nombres rendrait le temps de calcul déraisonnable, notamment car toute erreur dans le code ou dans les paramètres de l'ajustement serait d'autant plus punitive. Les diminuer augmenterait cependant le risque de non convergence, ainsi que celui de manquer des minimums locaux.

8. Plus précisément, M et L sont liées par la température, mais si aucune contrainte n'est imposée sur la valeur absolue de celle-ci, elles peuvent varier librement, indépendamment l'une de l'autre, étant toutes deux paramètres d'entrée du modèle.

9. <https://dio.obspm.fr/Calcul/tycho/>

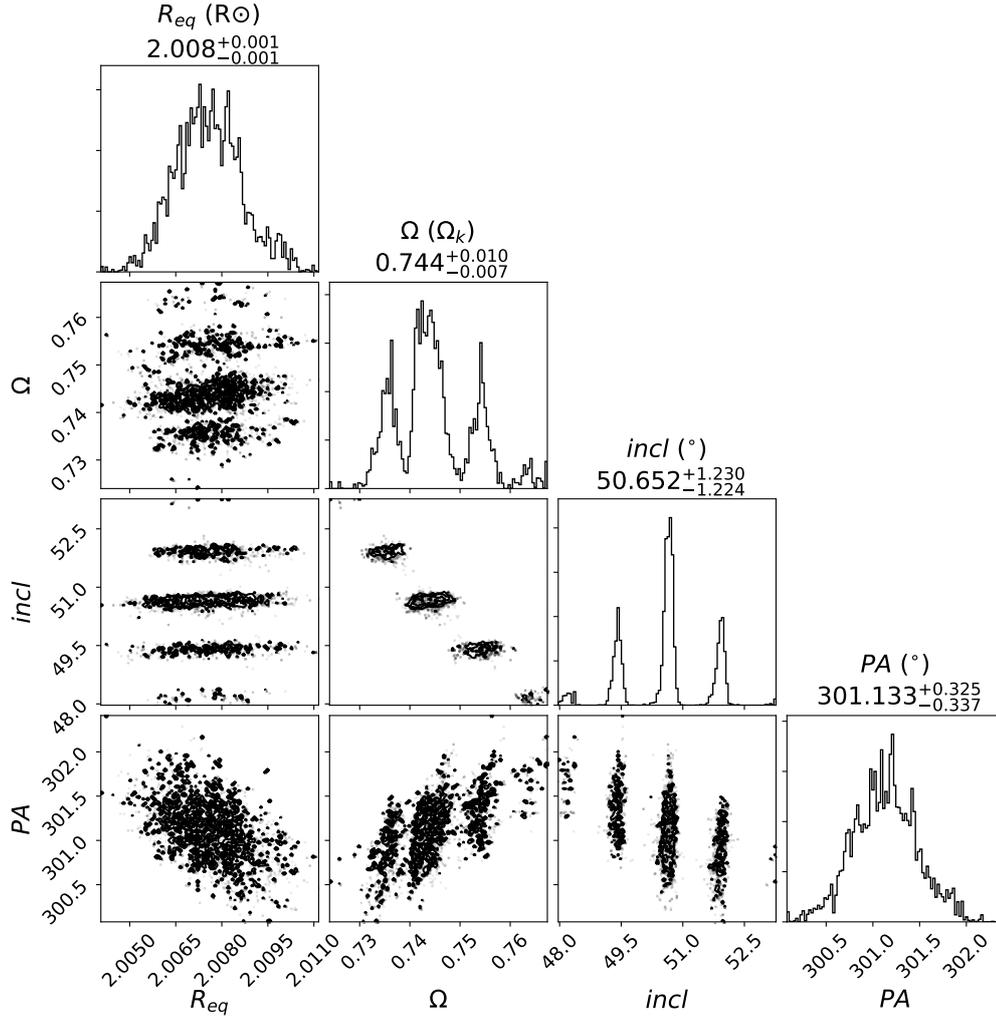


Fig. 3.4.: Corner plot montrant le résultat de l’ajustement de l’ ω – model aux données interférométriques (PIONIER + GRAVITY), pour $N_\theta = 100$. 200 étapes et 100 walkers ont été utilisés. Seules les 100 dernières étapes (50 %) sont montrées, car la convergence fut atteinte dans les 100 premières étapes (que certains appelleraient phase de « burn-in »). Ces résultats sont listés dans le Tableau 3.8.

Paramètre	Valeur
R_{eq} (R_\odot)	$2.008^{+0.001}_{-0.001}$
Ω (Ω_k)	$0.744^{+0.010}_{-0.007}$
i ($^\circ$)	$50.65^{+1.230}_{-1.224}$
PA ($^\circ$)	$301.13^{+0.325}_{-0.337}$

Tab. 3.5.: Résultats de l’ajustement des données interférométriques avec l’ ω – model. Les détails du run MCMC sont présentés dans la Fig. 3.5.

Les résultats sont indiqués Fig. 3.4 sous forme d’un diagramme en triangle (« corner plot »). La valeur la plus probable pour les 4 paramètres R_{eq} , Ω , i , et PA , correspondant à la médiane des valeurs adoptées par les walkers, est indiquée au-dessus

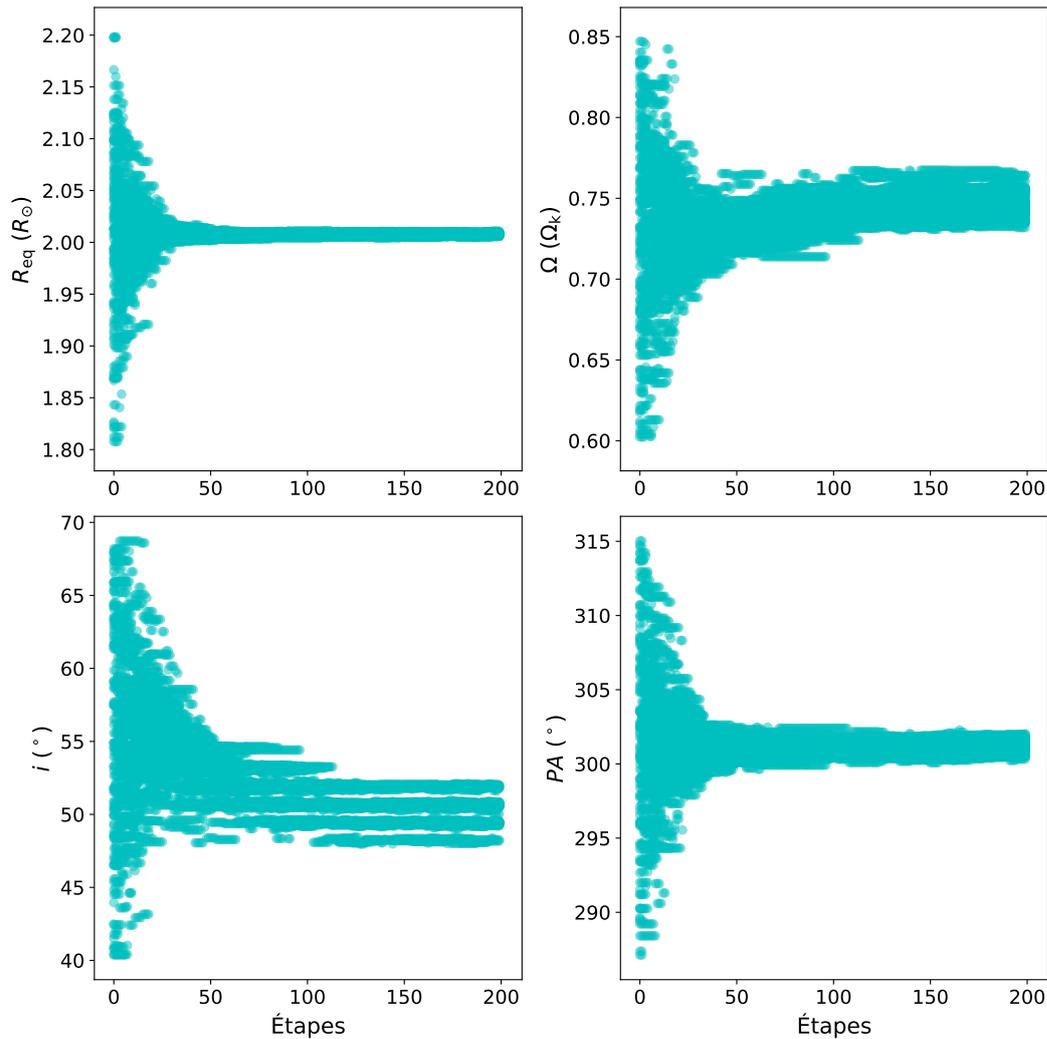


Fig. 3.5.: Diagrammes de convergence de l’ajustement de l’ ω – modèle aux données interférométriques (PIONIER + GRAVITY), pour $N_\theta = 100$. L’ensemble des valeurs adoptées par les 100 walkers à chaque étape, pour chaque paramètre, est montré. La phase de burn-in est bien visible, jusqu’à ~ 50 étapes pour R_{eq} et PA , et ~ 100 pour Ω et i . Les points affichés Fig. 3.4 correspondent aux 100 dernières étapes parmi les 200 montrées ici.

des histogrammes, avec l’erreur associée. Cette erreur correspond aux 16^e et 84^e centiles, analogue à l’écart type σ d’une distribution gaussienne. D’après les diagrammes de convergence présentés Fig. 3.5, la convergence vers une solution unique est clairement atteinte pour R_{eq} et PA . Pour Ω et i , la convergence est également atteinte autour d’une valeur, mais une modulation est nettement visible dans les histogrammes, semblant indiquer une solution multimodale. Cette modulation vient cependant de la résolution de la grille utilisée pour représenter la surface de l’étoile. Un nombre $N_\theta = 25$ d’anneaux en latitude était initialement utilisé, afin d’accélérer le processus. Malgré le faible nombre de points en surface visible (876), l’élément de surface le plus grand est d’environ 0.02 mas¹⁰, contre une résolution atteignable

10. milliarcsecond, un millième de seconde d’arc.

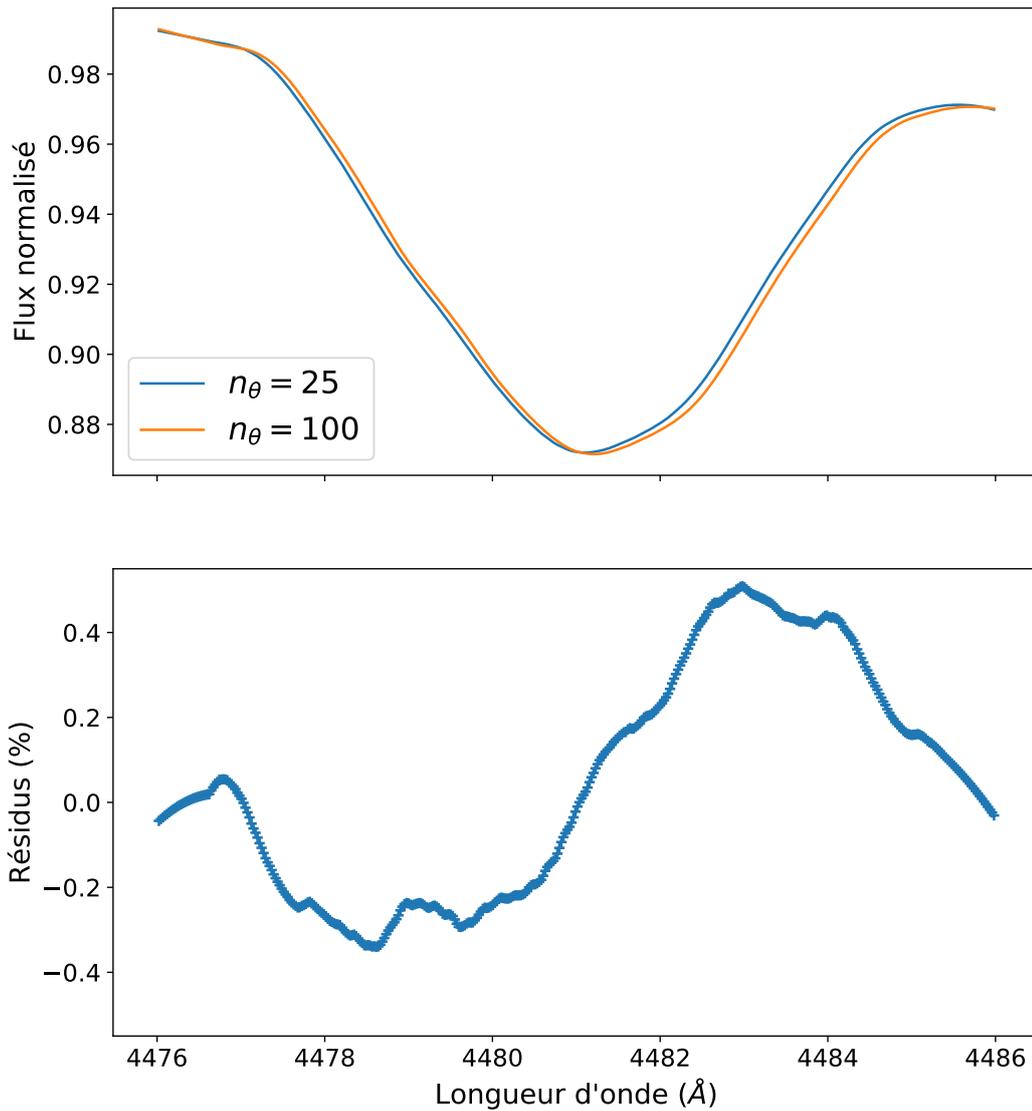


Fig. 3.6.: Spectre dans la raie MgII à deux résolutions de grille différentes. L'écart entre les deux spectres est indiqué dans le panneau inférieur.

pour le VLTI d'environ 3 mas, pour une base maximale de 130 m dans la bande H ($\sim 1.65 \mu\text{m}$). Aucune différence n'est visible à l'oeil nu dans les données interférométriques entre une résolution $N_\theta = 25$ et $N_\theta = 100$, et même si le spectre à $N_\theta = 25$ est plus bruité qu'à $N_\theta = 100$, une fois lissé (via une moyenne glissante par exemple), les deux spectres sont très similaires, avec un écart entre les deux toujours inférieur à 0.5 %, comme on peut le voir dans la Fig. 3.6.

Malgré cela, une solution ne put être atteinte via MCMC avec $N_\theta = 25$, alors que la méthode convergeait pour $N_\theta = 100$, avec malgré tout la modulation mentionnée. Cette modulation est cependant plus importante à faible résolution spatiale, ce qui laisse penser qu'augmenter la résolution devrait résoudre le problème. Pour vérifier cela, nous avons testé différentes résolutions : $N_\theta = 60, 80, 100$, et 120 . L'écart

entre les pics est respectivement de 2.1, 1.6, 1.3, et 1.0 degrés pour l'inclinaison (pour laquelle l'effet est le plus fort), avec une valeur centrale identique pour les quatre. On voit donc le net effet de la résolution sur cette modulation, ce qui nous conforte quant à la robustesse des résultats. Utiliser une résolution plus élevée est malheureusement impossible, en raison de la gourmandise extrême du code en ressources, et du temps de calcul que cela demanderait. Nous avons donc choisi une résolution $N_\theta = 100$ dans le reste de l'étude.

Jusque là, la métallicité des modèles d'atmosphère utilisés était fixée à $[M/H]=0.3$, d'après des tests préliminaires sur le spectre. Rappelons ici que

$$[M/H] = \log \left(\frac{n_M}{n_H} \right) - \log \left(\frac{n_M}{n_H} \right)_\odot, \quad (3.4)$$

avec n la densité numérique d'un élément ou ensemble d'éléments, M représentant ici les métaux présents dans l'étoile, et H l'hydrogène. On peut cependant se demander quel impact celle-ci peut avoir sur l'ajustement du modèle aux données interférométriques. La même recherche des meilleurs paramètres fut reconduite, cette fois avec seulement Ω et i libres, pour différentes valeurs de $[M/H]$. Il faut bien sûr ici garder en tête le fait que les rapports d'abondances dans les atmosphères PHOENIX sont solaires. Les résultats sont présentés Fig. 3.7.

On voit sur cette figure, montrant la position en terme de coordonnées (Ω, i) du minimum de χ^2 de l'ajustement, que le résultat de l'ajustement des données interférométriques est pratiquement indépendant de la métallicité des modèles d'atmosphère. Afin de déterminer une valeur appropriée pour la métallicité des modèles d'atmosphère dans la suite, nous avons calculé le χ^2 de l'ajustement de l' ω – model à la raie observée du MgII, les paramètres R_{eq} , Ω , i , et PA étant fixés aux valeurs obtenues précédemment (voir Fig. 3.4). Le meilleur ajustement est obtenu pour $[M/H]=0.45$. Cette valeur sera donc utilisée dans toute la suite, autant pour l'interférométrie que pour la spectroscopie.

3.4 ESTER

Les paramètres R_{eq} , Ω , i , et PA ont été déterminés avec l' ω – model, et peuvent maintenant être fixés afin de chercher avec les modèles ESTER la masse M , la métallicité de l'étoile Z , et la fraction massique d'hydrogène dans le cœur X_c . Le rayon équatorial R_{eq} ne fait pas partie des paramètres d'entrée du code ESTER, mais il est très contraint par les données interférométriques, et devrait être similaire au rayon obtenu précédemment, ω – model et ESTER donnant des résultats similaires en terme de paramètres de surface. La métallicité de l'étoile, Z , devrait théoriquement être

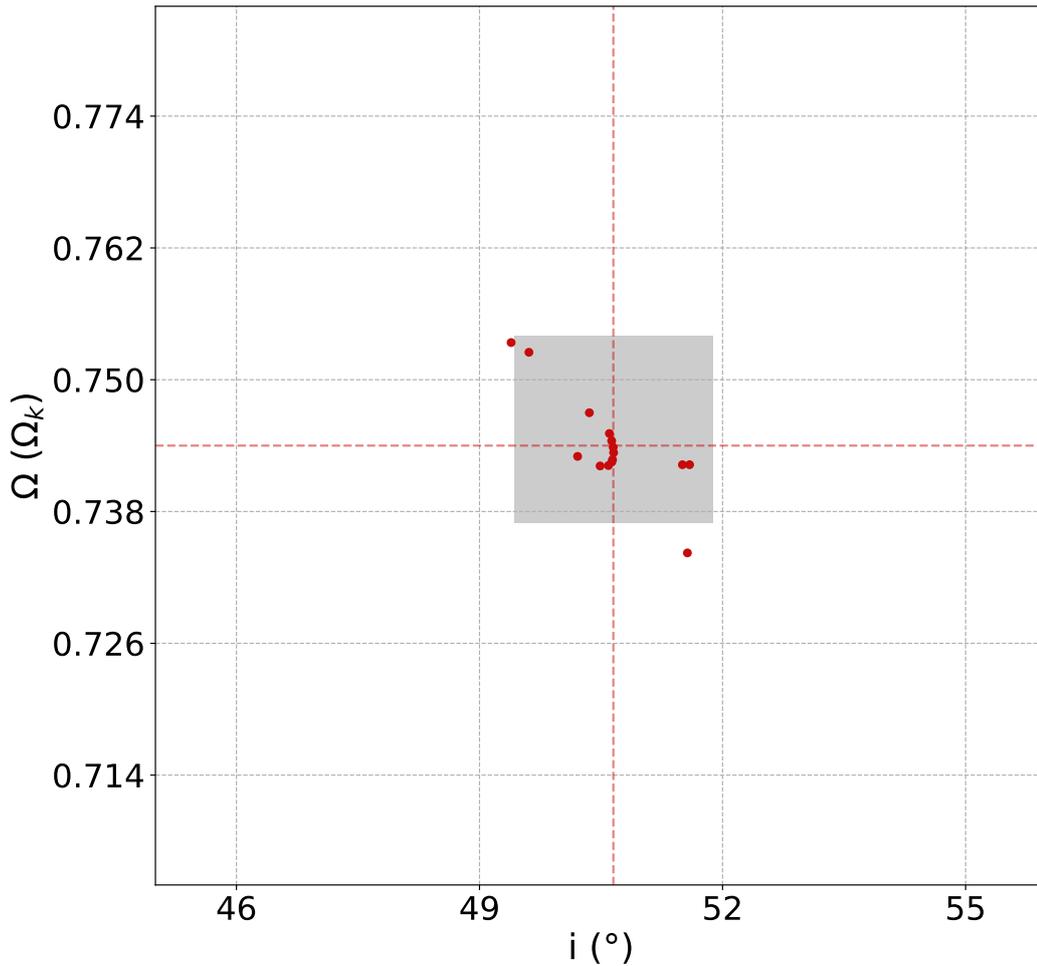


Fig. 3.7.: Position dans le plan (i, Ω) du meilleur ω – model en terme de χ^2 de l’ajustement aux données interférométriques, pour différentes valeurs du $[M/H]$ des modèles d’atmosphère. i et Ω sont les seuls paramètres libres. $[M/H]$ va de -0.5 à 0.9 par pas de 0.1. Le rectangle gris montre la zone incluse dans les barres d’erreur sur i et Ω précédemment obtenues, voir Fig. 3.4.

identique à la métallicité de son atmosphère, à moins que des processus physiques non incorporés dans les modèles, tels que la diffusion des éléments chimiques dans l’enveloppe, prennent place dans l’étoile réelle. Nous avons cependant décidé de les considérer comme deux paramètres indépendants. Ce choix résulte principalement du fait que ces deux types de métallicité sont sensibles à différentes contraintes. La métallicité de l’atmosphère est principalement sensible aux contraintes spectroscopiques, comme montré dans la section précédente. La métallicité de l’étoile, elle, influence à la fois le spectre, par ses effets sur la température et la gravité effectives à la surface de l’étoile, et les observables interférométriques, en partie par ces mêmes effets sur la distribution de température et gravité, mais également par son impact sur la taille de l’étoile. De plus, cette métallicité de l’étoile, Z , est fortement corrélée à la masse M et aux fractions d’hydrogène dans le cœur et dans l’enveloppe, X_c et X . En effet, quand la masse augmente, la taille de l’étoile augmente. Or, diminuer

Z induit une diminution de sa taille, permettant de compenser l'augmentation de masse. Au contraire, diminuer X_c , à X fixée, permet de simuler une étoile plus évoluée, et ainsi d'augmenter sa taille. L'effet de X sur la taille de l'étoile est plus compliqué. À tout cela s'ajoute l'effet de ces différents paramètres sur la température et la gravité de surface. Afin de gérer plus facilement ces difficultés, les paramètres ont été séparés, tels que Z et X_c varient tous les deux, à M et X fixés, cela pour différentes valeurs de M et X . Deux valeurs ont été choisies pour X , à savoir $X = 0.700$, valeur solaire de GREVESSE et NOELS (1993) (valeur par défaut dans ESTER), et $X = 0.739$, valeur solaire de ASPLUND, GREVESSE et SAUVAL (2005).

Fig. 3.8 montre les cartes de χ^2 résultantes. Pour chaque valeur de X , $0.5 < X_c/X < 1.0$. La valeur $X = 0.700$ fut d'abord testée, pour des masses entre 1.70 et $1.80 M_\odot$, gamme de masses supposée d'Altaïr, entre notre première estimation de $1.65 M_\odot$ (voir Sect. 3.1 ; nous avons pris comme limite inférieure $1.70 M_\odot$ au lieu de $1.65 M_\odot$, ESTER ayant du mal à converger à cette masse-là, rendant difficile la création d'une grille de modèles), et la valeur de PETERSON et al. (2006). Une étude sismique de ces modèles semblant favoriser les masses supérieures (voir Sect. 3.6), les bornes furent augmentées à $1.75 M_\odot < M < 1.85 M_\odot$ pour $X = 0.739$. Une masse supérieure ou égale à $1.90 M_\odot$ conduirait à un ratio des fractions d'hydrogène dans le cœur et dans l'enveloppe supérieur à 1, ce qui n'aurait pas de sens au vu des théories actuelles de formation et évolution stellaire¹¹. Fig. 3.9, elle, montre des coupes $\chi^2 = f(X_c)$ à Z fixée (rang supérieur), ainsi que la position en fonction de X_c du χ^2 minimum, pour les mêmes valeurs de Z . Ces courbes sont donc des coupes verticales des cartes de χ^2 de la Fig. 3.8. La figure serait la même pour $X = 0.700$, avec cependant des minimums de χ^2 décalés vers des valeurs plus élevées de X_c/X .

La Fig. 3.8 indique une très forte corrélation entre Z et X_c . La zone sombre indiquant les meilleurs modèles est cependant très fine, ce qui implique que la relation entre Z et X_c permettant d'obtenir le meilleur ajustement est bien contrainte. De plus, on voit dans la Fig. 3.9, rang inférieur, qu'un minimum est nettement défini au sein même de cette « vallée de meilleur χ^2 » (à M , X fixés), les valeurs de Z et X_c/X correspondant à ce minimum étant plus élevées à masse plus élevée. On peut également voir dans la Fig. 3.8 qu'à masse donnée, le minimum est atteint pour des valeurs inférieures de Z et X_c pour un X supérieur. Cela provient de la variation en taille, T_{eff} et g_{eff} de l'étoile que doivent apporter Z et X_c pour compenser les variations induites par l'augmentation de X . Les paramètres des 6 modèles optimaux indiqués par les points rouges en Fig. 3.8 sont présentés dans le Tableau 3.6.

11. L'étoile naît homogène, puis la fraction d'hydrogène dans le cœur diminue au fur et à mesure que celui-ci est converti en hélium. Le ratio X_c/X part donc de 1 pour atteindre 0 à la fin de la séquence principale.

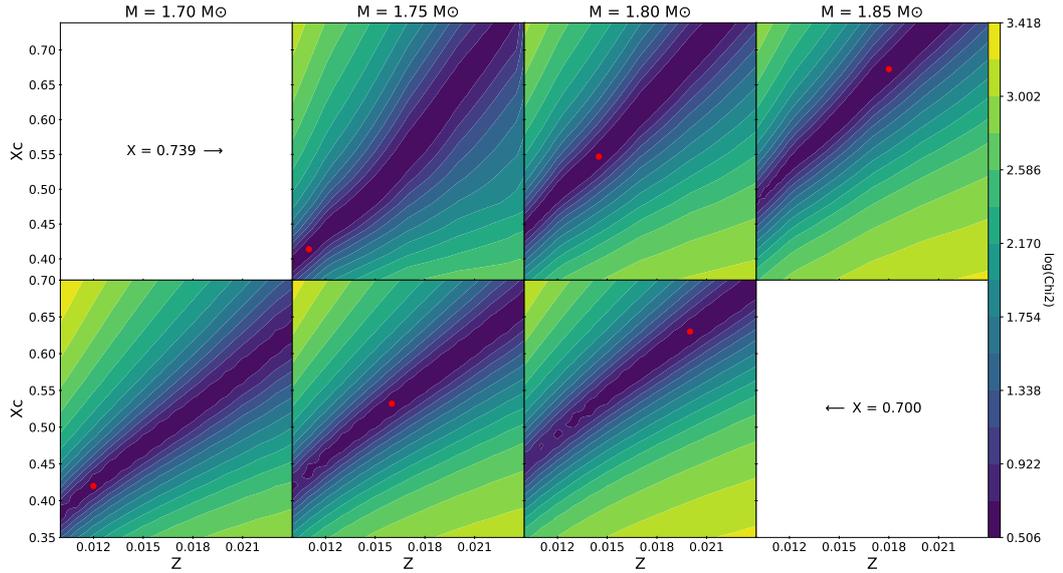


Fig. 3.8.: Cartes de χ^2 de la comparaison de modèles ESTER aux données interférométriques et spectroscopiques. Les deux rangs correspondent à $X = 0.739$ et 0.700 . Pour chaque valeur de M et X , seuls Z et X_c varient, les autres paramètres d'entrée étant fixés aux valeurs présentées dans la Fig. 3.4. Le logarithme décimal du χ^2 réduit est représenté en couleur, son minimum étant indiqué par un point rouge dans chaque graphique.

Il est possible d'extraire de ces résultats une relation plus générale entre M , Z , X et X_c . Les positions des minima de χ^2 , à X fixé, semblent suivre des relations approximativement linéaires $Z = f(M)$ et $X_c = f(M)$ (on peut presque tracer une droite passant par les trois points rouges associés à une valeur de X). Toutefois, des polynômes de degré 2 les reproduisent mieux. Nous obtenons donc deux polynômes pour Z en fonction de M – un pour $X = 0.700$ et un pour $X = 0.739$ – et deux pour X_c . Une interpolation linéaire des coefficients de ces polynômes entre $X = 0.700$ et $X = 0.739$ permet d'obtenir une relation unique pour Z , en fonction de M et X , et une pour X_c :

Tab. 3.6.: Modèles optimaux obtenus par ajustement des données interférométriques et spectroscopiques avec ESTER. Ces 6 modèles correspondent aux points rouges de la Fig. 3.8.

M (M_\odot)	Z	X_c	X
1.70	0.0120	0.422	0.700
1.75	0.0161	0.531	0.700
1.80	0.0201	0.630	0.700
1.75	0.0118	0.428	0.739
1.80	0.0151	0.562	0.739
1.85	0.0183	0.683	0.739

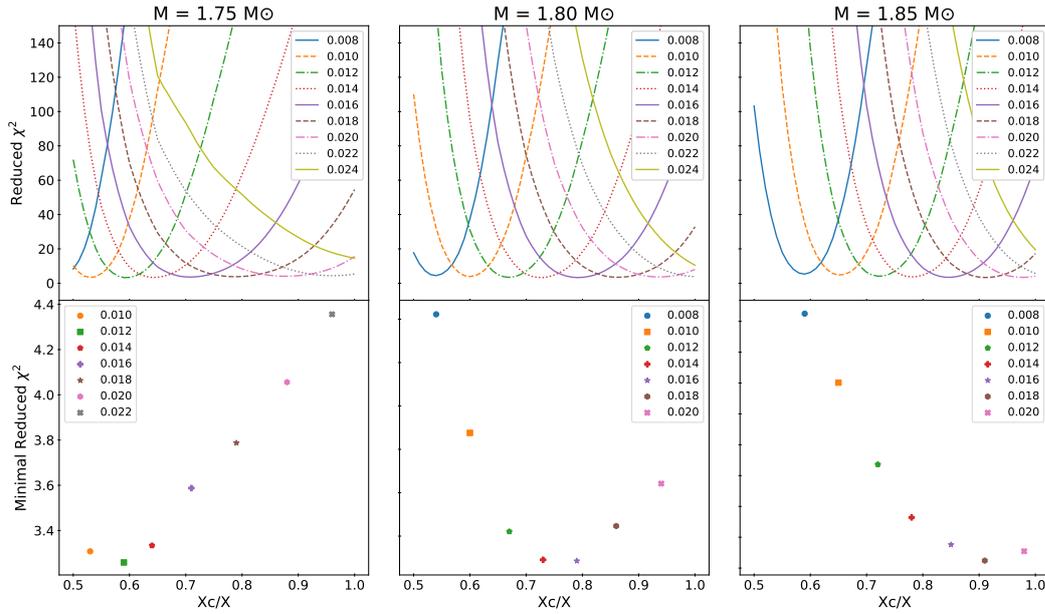


Fig. 3.9.: Courbes $\chi^2 = f(X_c/X)$ à Z fixé (rang supérieur), et position et valeur des minima de χ^2 (rang inférieur), pour $X = 0.739$. Les courbes du rang supérieur sont des coupes verticales du rang supérieur de la Fig. 3.8. Les points du rang inférieur correspondent aux minima des courbes du rang supérieur, et représentent donc une coupe le long des « vallées de χ^2 minimum » visibles dans la Fig. 3.8, les points rouges de cette même figure représentant le minimum au sein de ces coupes. Les valeurs de Z sont indiquées en légende, et seules les valeurs pour lesquelles le ratio X_c/X optimal est compris entre 0.5 et 1.0 sont montrées dans le rang inférieur.

$$\begin{aligned}
Z \simeq & (0.0626 X - 0.0494) M^2 \\
& + (-0.5922 X + 0.5145) M \\
& + (0.7403 X - 0.6602),
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
X_c \simeq & (-17.062 X + 9.754) M^2 \\
& + (79.124 X - 45.647) M \\
& + (-88.777 X + 52.334).
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Se limiter à des fractions massiques d'hydrogène entre $X = 0.700$ et 0.739 ne devrait pas poser de problème, car ces deux valeurs sont les extrêmes des estimations de la fraction d'hydrogène dans le Soleil (voir ASPLUND, GREVESSE, SAUVAL et SCOTT, 2009). Or, Altair étant dans l'environnement proche du Soleil, elle n'a pas de raison d'avoir une composition significativement différente de celui-ci (les valeurs de surface peuvent bien sûr différer de façon relativement importante à cause de sa vitesse de rotation élevée comparée à celle du Soleil, mais l'abondance totale devrait être similaire).

On peut dès maintenant vérifier si ces relations nous permettent de retomber sur les paramètres obtenus Sect. 3.1 par comparaison d'un modèle ESTER aux valeurs de MONNIER et al. (2007). En supposant qu'il est viable d'extrapoler les relations 3.5 et 3.6 vers une masse plus faible de $M = 1.65 M_{\odot}$ et une fraction $X = 0.7$, le χ^2 du modèle résultant nous confortant dans cette idée, on obtient $Z \simeq 0.008$ et $X_c/X \simeq 0.43$. Ces nouvelles valeurs sont assez éloignées des valeurs $Z \simeq 0.014$ et $X_c/X \simeq 0.50$ de la première estimation. Ceci n'est pas surprenant, car les valeurs de température et rayon que nous avons tenté de reproduire ont été obtenues par MONNIER et al. d'après une modélisation de l'étoile différente d'ESTER, supposant notamment une rotation solide, et une prescription classique de l'assombrissement gravitationnel de type $T_{\text{eff}} \sim g_{\text{eff}}^{\beta}$.

Reste désormais à déterminer la masse et la fraction d'hydrogène dans l'enveloppe pour pouvoir complètement décrire Altair. Comme expliqué précédemment, une étude spectroscopique approfondie est nécessaire pour déterminer la composition détaillée de l'étoile, étude hors du cadre de ce projet. La masse est cependant à notre portée, et les prochaines sections présentent les contraintes pouvant être obtenues sur celle-ci.

3.5 Distribution Spectrale d'Énergie

On peut se demander s'il serait possible de discriminer les différents modèles permettant de reproduire à la fois l'interférométrie et la spectroscopie en comparant leur distribution spectrale d'énergie (SED, Spectral Energy Distribution) théorique à la SED observée. La distribution spectrale d'énergie désigne la fraction reçue sur Terre de la quantité d'énergie émise par l'étoile, par unité de surface, par unité d'angle solide, et par unité de fréquence, exprimée dans le Système International en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ (ou $\text{W m}^{-3} \text{sr}^{-1}$ si l'on parle en terme de longueur d'onde, ce qui est généralement le cas quand on travaille en bande visible ou dans l'IR). Si l'on considère l'étoile comme un corps noir, l'énergie émise (localement) par l'étoile, B_{λ} , est décrite par la loi de Planck :

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (3.7)$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, k la constante de Boltzmann, et T la température locale. En intégrant cette expression sur la surface visible, on obtient la SED théorique de l'étoile, qui peut ensuite être comparée aux valeurs observées. Ce peut être un moyen de déterminer la masse d'une étoile, puisque la température de surface de l'étoile, dont dépend la SED, augmente

avec la masse. Ceci est néanmoins vrai uniquement si la masse est le seul paramètre qui varie. Ici, les modèles que nous comparons ont effectivement des masses différentes, mais la métallicité et la fraction d'hydrogène dans l'enveloppe et le cœur varient également, de façon à compenser les variations des paramètres de surface provoqués par la différence de température, leur permettant de respecter les contraintes apportées par les données observationnelles. Les SED des différents modèles retenus (Tableau 3.6) devraient ainsi être assez similaires, apportant peu de contraintes sur la masse. Pour vérifier cela, nous avons calculé la SED des 6 modèles en question, et l'avons comparée aux données observationnelles disponibles sur le site Vizier. Les données ont été récoltées via l'outil « Vizier photometry viewer », qui, ayant accès à l'ensemble des données photométriques présentes dans les catalogues Vizier, permet une visualisation des points de photométrie provenant d'une zone circulaire autour d'une certaine coordonnée. Les points utilisés pour Altair correspondent à un rayon de 3 secondes d'arc autour de l'étoile, et sont disponibles à la page <http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/sed/>. Les références des différents ensembles de données peuvent être trouvées sur la même page.

La Fig. 3.10 montre ces données observationnelles, ainsi que la SED théorique des 6 modèles, sur la plage de longueurs d'onde des données disponibles. La température effective de surface moyenne des modèles est indiquée en légende. On voit immédiatement que nos modèles reproduisent très bien les valeurs observées, dans la gamme complète de longueurs d'onde. Ceci nous rassure quant à la validité de nos résultats. Cependant, à part dans la partie UV, où il existe une différence faible entre les 6 modèles, ceux-ci sont très similaires sur la majorité du spectre, ce malgré un écart d'environ 270 K entre $M = 1.70$ et $1.80 M_{\odot}$, pour $X = 0.700$, et environ 170 K entre $M = 1.75$ et $1.85 M_{\odot}$ pour $X = 0.739$. Les résidus de l'ajustement favorisent les masses les plus élevées, mais pas de façon suffisamment marquée pour apporter une contrainte significative. Il nous faut donc maintenant nous reporter vers une technique qui a fait ses preuves, et a permis la détermination de la masse de nombreuses étoiles, l'astérosismologie. Voyons dès maintenant les résultats que cette méthode nous réserve.

3.6 Astérosismologie

L'étude des pulsations d'une étoile apporte de fortes contraintes sur la masse et le rayon d'une étoile. En effet, comme expliqué Sect. 1.2.4, la grande séparation $\Delta\nu$ détectable dans les spectres de fréquence d'oscillation est proportionnelle à la densité moyenne de l'étoile. Pour les étoiles ayant des oscillations de type solaire, la fréquence à amplitude maximale ν_{\max} , elle, est liée à la gravité de surface de l'étoile. En supposant que l'on connaît la température de surface de l'étoile, ces

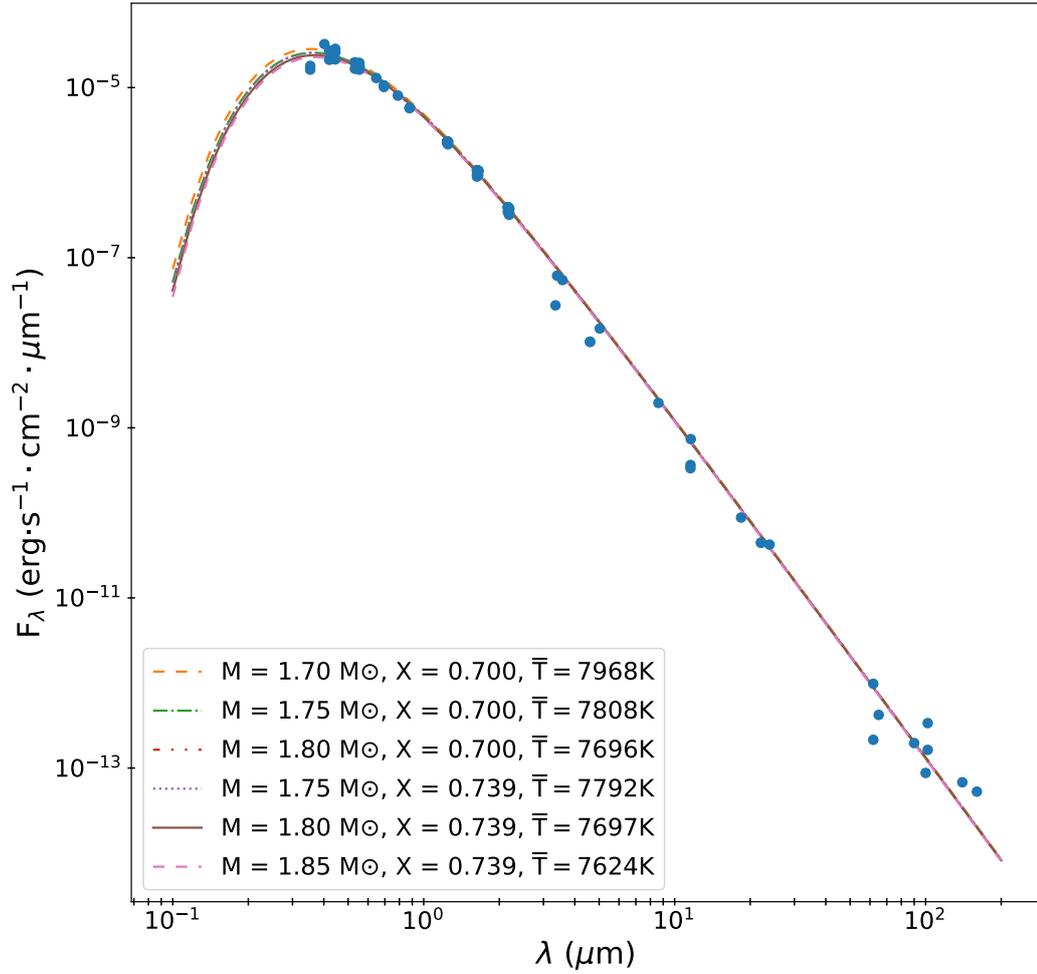


Fig. 3.10.: Distribution spectrale d'énergie des 6 meilleurs modèles (Tableau 3.6). Les données observationnelles sont représentées par des points bleus, et les valeurs théoriques par les courbes de couleurs et formats différents. La température effective moyenne de surface, calculée par intégration de la température effective à la surface de chaque modèle, est indiquée en légende, avec leur masse et fraction d'hydrogène dans l'enveloppe.

deux observables peuvent être combinées pour déterminer la masse et le rayon de l'étoile. La relation entre ν_{\max} et la gravité de surface n'est cependant plus valide pour les δ Scutis. Ce problème pourrait être contourné ici grâce au fait que le rayon est contraint par l'interférométrie, et celui-ci pourrait être utilisé pour déterminer la masse de l'étoile à partir de la grande séparation seule. En effet, comme indiqué Sect. 1.1.2, GARCÍA HERNÁNDEZ, MARTÍN-RUIZ et al. (2015) ont obtenu une relation entre la grande séparation identifiable dans certaines δ Scuti et leur densité moyenne, déterminée à partir d'observations indépendantes des systèmes binaires dont elles font partie. Cette relation,

$$\bar{\rho}/\bar{\rho}_{\odot} = 1.55^{+1.07}_{-0.68} (\Delta\nu/\Delta\nu_{\odot})^{2.035 \pm 0.095} \quad (3.8)$$

est cependant approximative. En prenant $\Delta\nu \sim 5.1 c/j$, et en prenant en compte la déformation des modèles dans le calcul du volume, on obtient pour un volume équivalent aux modèles retenus jusque là une masse de $1.74 M_{\odot}$. Ceci semble ainsi suggérer une masse proche de la limite basse parmi les 6 modèles. Les bornes extrêmes de l'équation donnent cependant un intervalle de masse entre 0.90 et $3.18 M_{\odot}$. Bien que prometteuse, cette méthode donne un intervalle trop large pour aider à discriminer parmi nos modèles. Un calcul précis des modes d'oscillation à partir de modèles d'intérieur stellaire est donc nécessaire à l'interprétation des fréquences observées. SUÁREZ, BRUNTT et al. (2005) utilisent une approche perturbative d'ordre 2 pour interpréter les fréquences observées (rappelées Tableau 3.7), et déterminent une masse entre 1.70 et $1.76 M_{\odot}$. Dans ce projet, nous utilisons à la fois un calcul 2D de la structure interne de l'étoile, avec le code ESTER, et un calcul 2D des oscillations, grâce au code TOP (voir REESE, LIGNIÈRES et al., 2006 ; REESE, MACGREGOR et al., 2009, pour les principes fondamentaux et formalismes utilisés dans le code). Cette approche entièrement 2D est nécessaire pour pouvoir interpréter les fréquences observées d'une étoile ayant une vitesse de rotation aussi élevée qu'Altair (REESE, LIGNIÈRES et al., 2006, par exemple).

Une des difficultés majeures que l'on rencontre lors de la comparaison de modes d'oscillation théoriques à des observations est l'identification des modes observés, c'est-à-dire trouver la correspondance entre les modes observés et théoriques. À rotation élevée, l'augmentation du rayon équatorial de l'étoile a tendance à faire diminuer la fréquence des modes de pression, sans particulièrement affecter les modes de gravité qui sont confinés à l'intérieur de l'étoile. Ceci provoque le chevauchement de leur domaines de fréquences conduisant ainsi à l'apparition de modes mixtes dont les fréquences dévient par rapport à leur valeurs asymptotiques¹². À cause de cette complexité accrue du spectre d'oscillation, il est plus difficile de repérer les régularités présentes dans le spectre et ainsi d'identifier les modes. Vient s'ajouter à ceci le fait que les modes sont excités par le mécanisme κ ¹³. Ainsi, leurs amplitudes dépendent de saturations non-linéaires et de couplages entre modes, ce qui rend leur comportement irrégulier et particulièrement difficile à prévoir théoriquement. Ceci peut masquer des régularités présentes dans le spectre d'oscillation et empêcher l'identification de modes. Pour identifier les modes observés, nous avons préféré ne pas faire une recherche étendue des meilleurs modes via une méthode d'ajustement

12. En toute rigueur, les modes acoustiques dont il est question ici ont des ordres radiaux faibles, et ne sont donc pas dans le régime asymptotique. Or même dans ce cas, ces modes ont un comportement régulier proche de la formule asymptotique (voir par exemple Lignières et al. 2006, Suarez et al. 2014, Mirouh et al. 2019).

13. Ce mécanisme tient son nom de l'opacité κ , qui joue un rôle important dans l'excitation et le maintien des oscillations dans certaines étoiles (notamment les δ Scuti). Succinctement, l'opacité élevée des zones d'ionisation de H et He entraîne une élévation de la température de ces couches, et donc de leur pression, poussant l'étoile à gonfler au-delà de son point d'équilibre. Le gaz ionisé devient cependant moins opaque, laisse traverser la radiation, et refroidit. La couche en question ne peut plus supporter le poids des couches supérieures, et se contracte. Lors de la contraction, les ions d'hydrogène et d'hélium se recombinent, le flux est à nouveau absorbé, et le cycle se répète.

Tab. 3.7.: Même tableau que Tableau 3.4, les modes observés étant cependant ordonnés par fréquence, et non par amplitude.

Mode	ν (c/d)	A (ppm)
f_8	2.570	104
f_9	3.526	92
f_1	15.768	420
f_4	15.989	195
f_5	16.183	140
f_2	20.785	377
f_7	23.280	108
f_3	25.952	245
f_6	28.408	123

automatique (minimisation de χ^2 par exemple), surtout à cause du coût numérique élevé que cela représente, nous contentant de quelques hypothèses simplificatrices concernant la nature de ces modes, pour ensuite voir où cela nous mène. La table des fréquences d'oscillations observées par BUZASI et al. (2005) est reproduite ici à nouveau, afin de faciliter la lecture. Les modes sont ici classés par fréquence croissante, en adéquation avec les figures suivantes ; leur « nom » (f_1 , f_2 , etc.) reste cependant inchangé.

Les fréquences f_1 , f_2 , f_7 , f_3 , et f_6 se suivent et sont espacées d'environ 2.5 ou 5.0 c/d (probablement signe d'un mode manquant entre f_1 et f_2). De plus, leurs amplitudes alternent entre faibles et hautes valeurs. Une interprétation possible de ces caractéristiques est que ces modes forment une séquence de modes acoustiques d'îlot, de nombres quantiques $\tilde{\ell}$ et m identiques et de \tilde{n} consécutifs. Comme indiqué sur la Fig. 3.11 (extraite de PASEK et al., 2012), \tilde{n} correspond au nombre de noeuds dans la direction longitudinale du mode d'îlot, et $\tilde{\ell}$ au nombre de noeuds dans la direction transverse (selon la latitude). m désigne le nombre de noeuds azimutaux. D'après REESE, LIGNIÈRES et al. (2008), ces nombres sont reliés aux nombres quantiques classiques (pour une étoile sans rotation) par

$$\begin{aligned}
 \tilde{n} &= 2n + \varepsilon \\
 \tilde{\ell} &= \frac{\ell - |m| - \varepsilon}{2} \\
 \tilde{m} &= m,
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

où $\varepsilon = (\ell + m) \bmod 2$. Les modes de \tilde{n} pair sont symétriques par rapport à l'équateur alors que les modes de \tilde{n} impair sont antisymétriques. Pour une normalisation donnée, les modes pairs et impairs ont ainsi une amplitude d'oscillation apparente (ou visibilité) différente, ceci dû à des degrés d'annulation différents lors de l'intégration des fluctuations d'intensité sur la surface (la visibilité des modes pairs étant plus

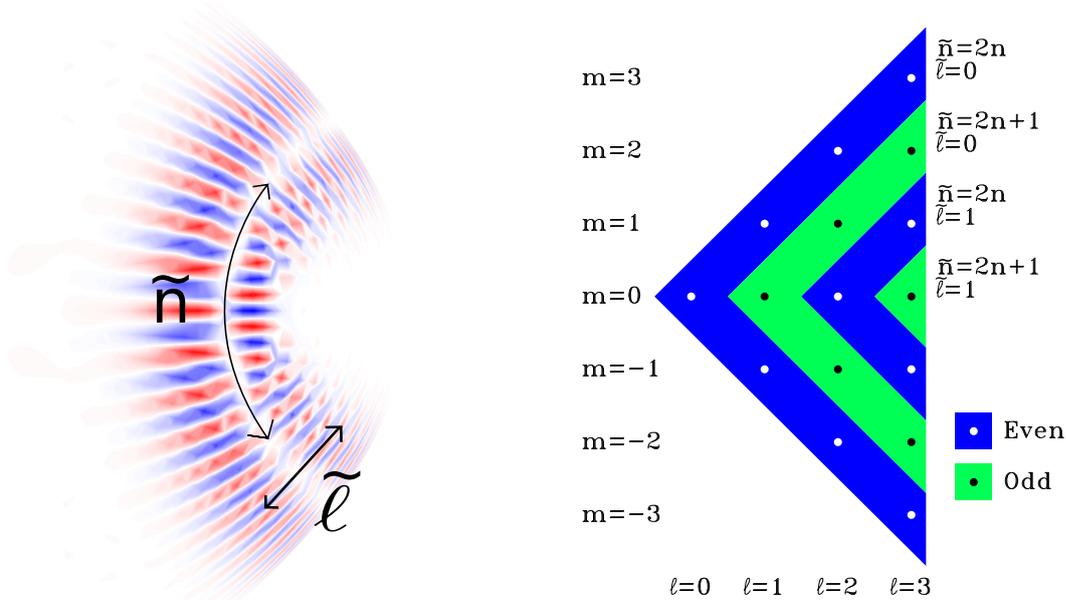


Fig. 3.11.: Représentation schématique des nombres quantiques utilisés pour les modes d’îlot (gauche), et leur correspondance avec les nombres quantiques des modes sans rotation (droite). Le schéma de gauche représente une coupe méridienne partielle de l’étoile. Dans le schéma de droite, le bleu indique les modes pairs, et le vert les modes impairs. Les nombres des modes sans rotation (sphériques) ne comportent pas de « tilde ». Crédit PASEK et al. (2012).

élevée, à amplitude réelle d’oscillation et inclinaison de l’étoile égales). Cet effet de la parité des modes pourrait en partie expliquer l’alternance des amplitudes.

Dans ce sens, nous avons sélectionné des modes de \tilde{n} successifs comme analogues théoriques des modes observés. Nous avons limité la recherche aux modes théoriques $(\tilde{\ell}, m) = (0, 0)$, l’hypothèse la plus simple, qui donne les visibilitées les plus élevées, afin de réduire le nombre de candidats à l’identification de ces modes. En terme de nombres quantiques sphériques, ces modes seraient l’équivalent à rotation élevée des modes $\ell = 0$ et $\ell = 1$. L’amplitude de ces modes, intégrée sur la surface de l’étoile, fut calculée d’après la méthode de REESE, PRAT et al. (2013), pour l’inclinaison obtenue par interférométrie ($i = 50.65^\circ$), dans la bande photométrique de WIRE déduite de la Fig. 8 de BUZASI (2004). Les modes ont été normalisés de façon à ce que le produit du déplacement Lagrangien maximal par le carré de la fréquence reste constant. D’après REESE, PRAT et al. (2013), cette normalisation permet d’avoir des visibilitées similaires pour les modes d’îlot de mêmes (ℓ, m) , et de pénaliser les modes de gravité qui ont tendance à avoir une amplitude de surface faible. Comme on peut le voir Fig. 3.12, montrant les modes théoriques et observés pour différents modèles respectant les contraintes interférométriques et spectroscopiques (Eqs. 3.5 et 3.6), l’alternance des amplitudes observées est bien reproduite (qualitativement) par le calcul théorique, les modes les plus visibles étant effectivement les modes pairs. Pour

la sélection des modes théoriques, nous avons procédé comme suit. L'ensemble¹⁴ des modes axisymétriques dans un intervalle de fréquences englobant les fréquences observées a été calculé. Des coupes méridiennes des fluctuations Lagrangiennes de pression de chaque mode normalisées par la racine carrée de la pression à l'équilibre, comme celle montrée dans le panneau gauche de la Fig. 3.11, ont été utilisées afin de sélectionner visuellement les modes d'îlots sur la base de leur géométrie. Cette figure montre toutefois un cas idéal. Dans notre cas, les modes d'îlot sont en général beaucoup moins visibles, surtout à basse fréquence, où l'amplitude des modes de gravité proche du cœur tend à noyer les modes de surface. De telles images sont montrées Fig. 3.14. Les modes d'îlot avec $\tilde{\ell} = 0$ et avec des \tilde{n} consécutifs furent gardés.

Un regroupement de modes est visible autour de $\sim 15 c/d$, où le mode fondamental est attendu. Le mode f_1 a également été identifié comme le mode fondamental par SUÁREZ, BRUNTT et al. (2005) dans certaines de leurs solutions. Le recoupement des modes de gravité et de pression à vitesse de rotation élevée rend difficile l'identification du mode fondamental théorique, puisqu'un grand nombre de modes g apparaissent à cette gamme de fréquences, certains pouvant interagir avec ce mode fondamental, complexifiant leur géométrie. Ceci pourrait expliquer pourquoi 3 modes ont été observés dans cette région du spectre. On peut toutefois exclure l'hypothèse selon laquelle les modes f_1 , f_4 , et f_5 seraient un multiplet rotationnel. D'après les meilleurs modèles obtenus précédemment, la période de rotation de l'étoile est d'environ $2.9 c/d$, largement au-delà de la séparation entre ces trois modes.

Dans l'ensemble, les fréquences théoriques ont une fréquence trop faible par rapport aux fréquences observées (premier rang de la Fig. 3.12). Ceci indique que la densité moyenne des modèles est trop faible, en supposant bien sûr que l'identification des modes est correcte. Le volume de l'étoile étant bien contraint par l'interférométrie, la masse est le seul paramètre sur lequel nous pouvons jouer pour retrouver les fréquences observées. Nous avons donc augmenté la masse des modèles, à rayon constant, en appliquant une transformation décrite par exemple dans KIPPENHAHN et WEIGERT (1990), jusqu'à retrouver les fréquences observées (plus précisément, seules les trois fréquences les plus élevées furent utilisées dans l'ajustement, leur identification étant la plus convaincante). Le graphique inférieur de la Fig. 3.12 montre les fréquences ainsi obtenues, et la nouvelle masse associée, pour chaque modèle. Les fréquences théoriques collent bien aux fréquences observées, surtout à fréquences élevées. De plus, les nouvelles masses convergent entre 1.86 et $1.89 M_{\odot}$. Pour $X = 0.700$, cela implique un ratio X_c/X légèrement supérieur à 1. Cette solution n'est évidemment pas valide d'un point de vue physique, comme déjà

14. Notons que la résolution numérique lors du calculs des oscillations détermine quels modes peuvent être calculés. Ainsi, ici il s'agit de l'ensemble des modes à résolution numérique donnée.

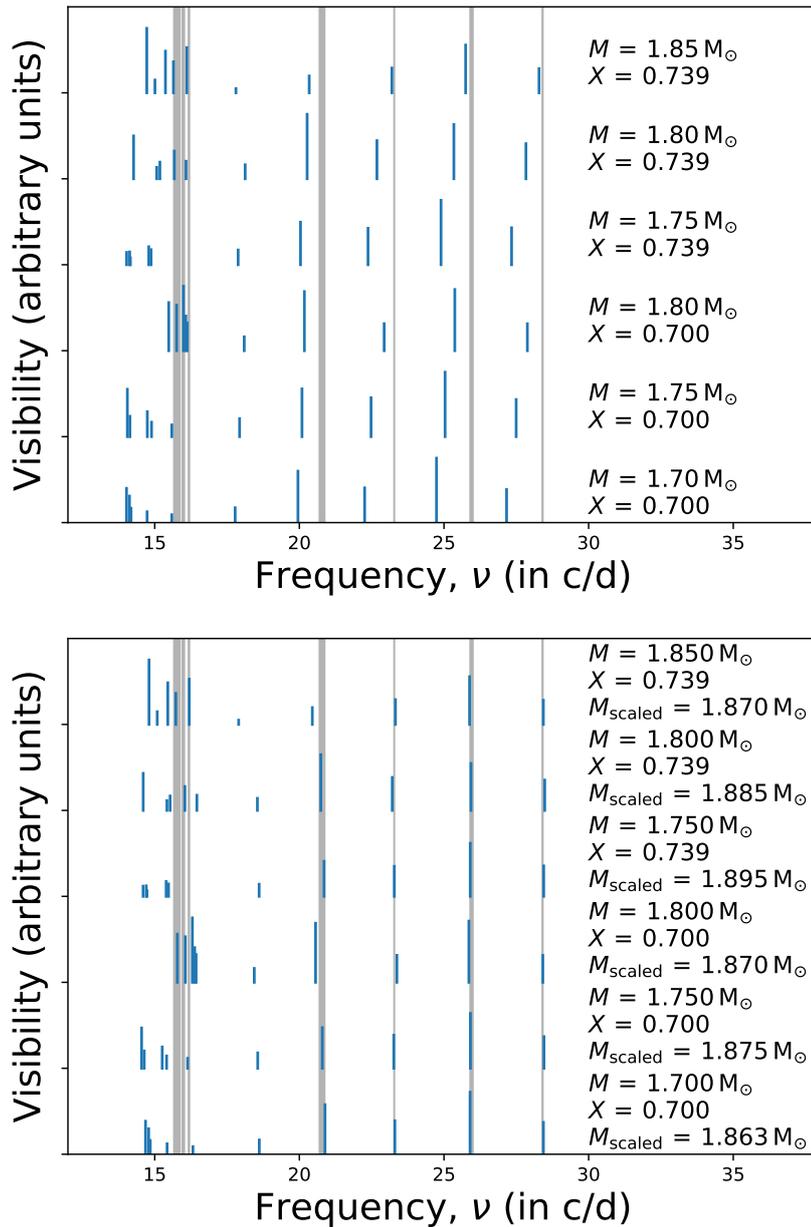


Fig. 3.12.: Fréquences d'oscillation des modes observés et théoriques pour les 6 modèles ESTER présentés dans le Tableau 3.6. Les traits gris verticaux couvrant le graphique verticalement sont les modes observés (f_1 à f_7), l'épaisseur du trait représentant leur amplitude. Les modes théoriques, en bleu, sont les modes sélectionnés pour l'identification des modes observés. Leur visibilité intégrée sur la surface est proportionnelle à leur longueur. Le graphique du haut montre les fréquences théoriques des modèles ESTER tels quels, alors que celui du bas montre les fréquences de ces mêmes modèles dont la masse a été augmentée par transformation homologue afin de retrouver les fréquences observées. Les nouvelles masses sont indiquées sous M et X pour chaque modèle.

mentionné. Pour $X = 0.739$, ce ratio reste cependant inférieur à 1. Nous avons donc cherché le modèle à $X = 0.739$ reproduisant le mieux les données, convergeant vers $M = 1.863 M_{\odot}$. Les valeurs de Z et X_c correspondant à ce modèles sont indiquées

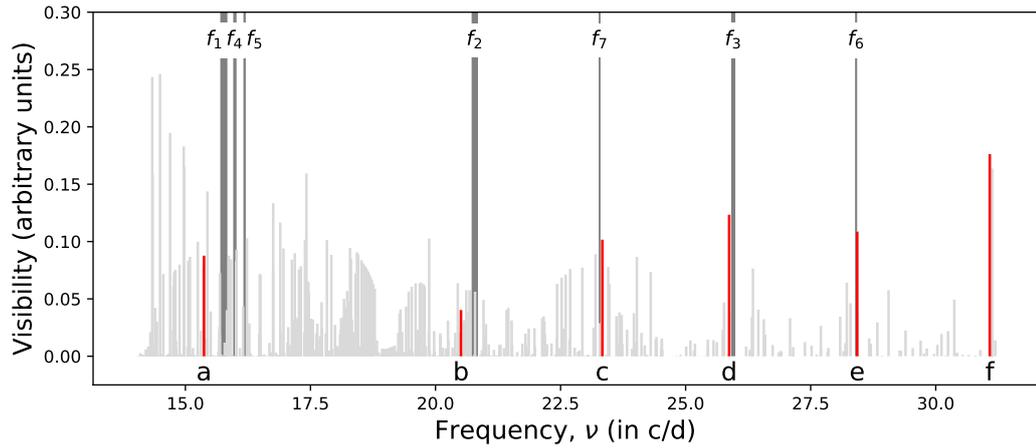


Fig. 3.13.: Spectre d'oscillations théorique complet du modèle $M = 1.863 M_{\odot}$, $X = 0.739$, satisfaisant les Eqs. 3.5 et 3.6. Les traits gris foncé qui couvrent le graphique sur la hauteur sont les fréquences observées, nommés suivant la même convention qu'en Tableau 3.7. Leur amplitude est là aussi proportionnelle à leur épaisseur. Les traits gris clair de différentes hauteurs sont l'ensemble des modes théoriques calculés pour ce modèle. Les modes en rouge, repérés par les lettres a à f , sont les modes d'îlot supposés correspondre aux modes observés. Une vue en coupe de ces 6 modes est montrée Fig. 3.14.

Tableau 3.8. Le spectre d'oscillations théorique complet de ce modèle est présenté Fig. 3.13. Les modes retenus (modes d'îlot, $(\tilde{\ell}, m) = (0, 0)$), indiqués en rouge, sont les plus visibles à haute fréquence, mais fléchissent peu à peu sous le poids des modes gravito-inertiaux vers les basses fréquences. L'implication de ces modes dans des croisements évités pourrait expliquer l'écart entre fréquences théoriques et observées à basse fréquence, ainsi que l'absence de mode observé autour de 18 c/d .

Les coupes méridiennes des 6 modes indiqués en rouge Fig. 3.13 sont présentées dans la Fig. 3.14.

3.7 Modèle optimal

Présentons ici le modèle finalement retenu comme représentant le mieux Altair, d'après sa capacité à reproduire le plus fidèlement les données interférométriques, (astéro)sismiques et spectroscopiques. Ce modèle possède une fraction d'hydrogène dans l'enveloppe $X = 0.739$, de façon à maintenir X_c/X inférieur à 1 ($X_c/X = 0.963$, voir Sect. précédente). Les paramètres physiques associés à ce modèle sont listés Tableau 3.8, avec dans l'ordre : l'inclinaison i de l'étoile ; son angle de position PA ; sa masse M ; sa température effective de surface au pôle T_{pole} et à l'équateur T_{eq} ; sa température effective de surface moyenne \bar{T} , calculée par intégration de la température effective sur la surface visible ; sa gravité effective de surface au pôle g_{pole} et à l'équateur g_{eq} (son logarithme, plus précisément, par convention) ; son

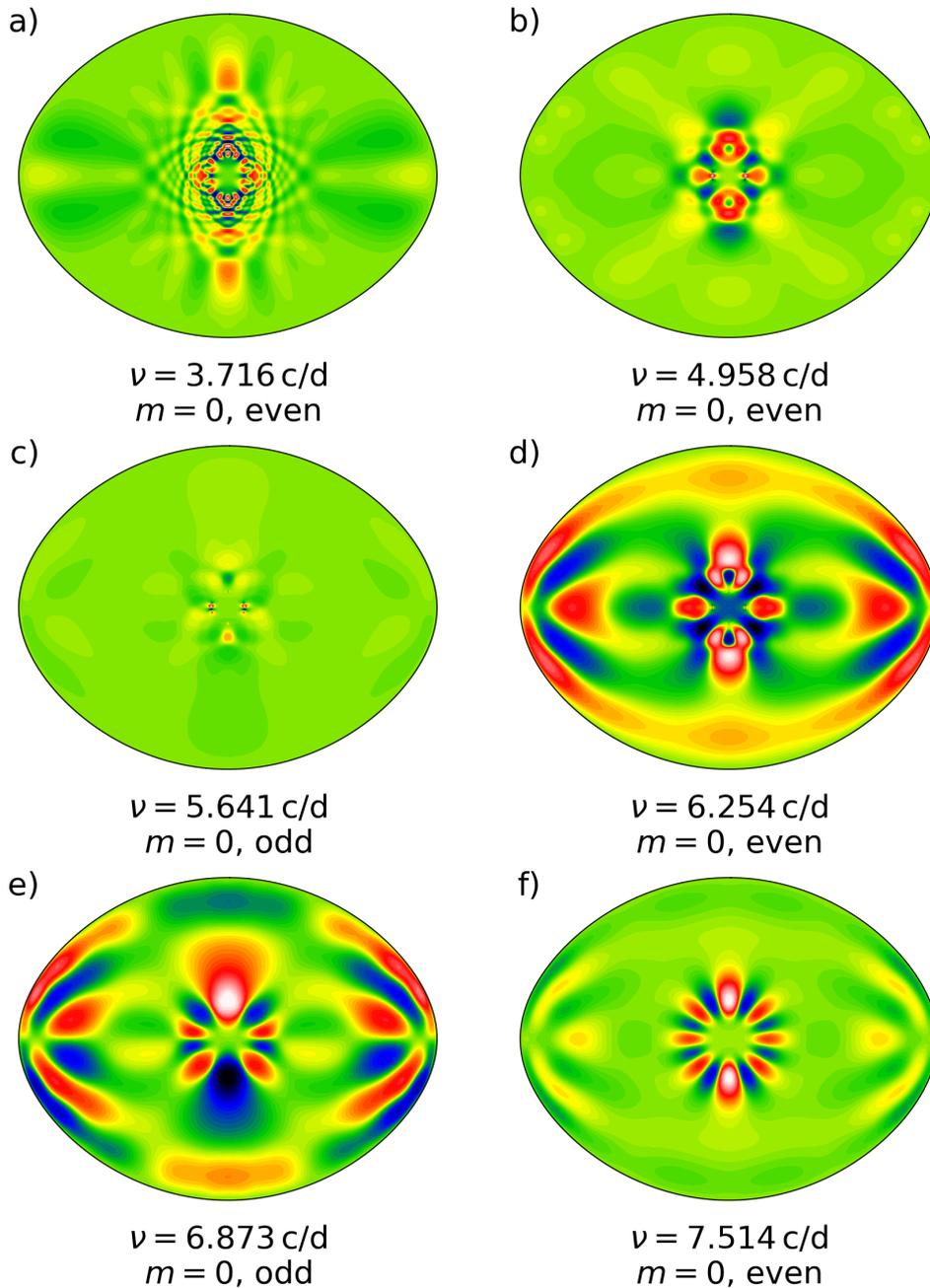


Fig. 3.14.: Coupes méridiennes des modes d'îlot dans le meilleur modèle (Tableau 3.8). La perturbation Lagrangienne de pression, normalisée par la racine carrée de la pression à l'équilibre, est représentée en couleur. Une échelle de couleurs pseudo-logarithmique est utilisée pour faire ressortir les détails fins.

rayon polaire R_{pole} et équatorial R_{eq} ; sa vitesse linéaire équatoriale de rotation à la surface, v_{eq} ; cette vitesse projetée sur la ligne de visée, $v \sin i$; la vitesse angulaire surfacique de rotation à l'équateur, en fraction de la vitesse Képlérienne, Ω ; la métallicité du modèle ESTER, Z , et son équivalent [M/H] (pour comparaison avec MONNIER et al. (2007)); la fraction d'hydrogène dans le cœur, X_c ; le coef-

ficient d'aplatissement de l'étoile, ε , et, enfin, l'équivalent du coefficient classique d'assombrissement gravitationnel, β .

Tab. 3.8.: Comparaison des paramètres fondamentaux d'Altair obtenus par MONNIER et al. (2007) (colonne 2), et dans le travail présent (pour $X = 0.739$, colonne 3). La dernière colonne montre les paramètres du modèle ESTER reproduisant le mieux l'ensemble des données observationnelles, exceptés i , PA , R_{eq} , R_{pole} et Ω , déterminés grâce à l' ω – model. Les valeurs en gras sont les paramètres d'entrée du modèle, déterminées par ajustement de celui-ci aux données, les autres valeurs étant des sorties du code ESTER.

Paramètres	MONNIER et al. (2007)	Ce projet
i (°)	57.2 ± 1.9	50.65 ± 1.23
PA (°)	298.2 ± 0.8	301.13 ± 0.34
M (M_{\odot})	1.791	1.86 ± 0.03
T_{pole} (K)	8450 ± 140	8621
T_{eq} (K)	6860 ± 150	6780
\bar{T} (K)	–	7594
$\log g_{\text{pole}}$ (cm s^{-2})	–	4.32
$\log g_{\text{eq}}$ (cm s^{-2})	–	3.75
R_{pole} (R_{\odot})	1.634 ± 0.011	1.565 ± 0.014
R_{eq} (R_{\odot})	2.029 ± 0.007	2.008 ± 0.006
v_{eq} (km s^{-1})	285.5 ± 6	313
$v \sin i$ (km s^{-1})	240	242
Ω (Ω_{k})	0.695 ± 0.009	0.744 ± 0.010
Z	–	0.019 ± 0.008
[M/H]	-0.2	0.19 ± 0.18
X_{c}	–	0.71 ± 0.19
ε	0.195 ± 0.002	0.220 ± 0.003
β	0.190 ± 0.012	0.185

Avec les outils que j'ai développés durant ma thèse, faisant partie d'ESTERIAS, j'ai créé différentes images permettant de visualiser la distribution de certaines quantités physiques aussi bien à la surface de l'étoile qu'à l'intérieur. Toutes ces images ont été faites à partir du modèle dont les paramètres sont listés Tableau 3.8. Tout d'abord, Fig. 3.15 donne un exemple des cartes monochromatiques d'intensité à partir desquelles les observables interférométriques et spectroscopiques sont calculées. Cet exemple correspond à $\lambda \simeq 1.5 \mu\text{m}$, choix arbitraire d'une valeur dans le continuum dans la bande H de PIONIER. Comme déjà mentionné Sect. 2.2.2, les assombrissements centre-bord et gravitationnel sont nettement visibles. Les images suivantes (Fig. 3.17) montrent l'impact de l'effet Doppler sur le spectre à la surface de l'étoile. Chacune est une carte monochromatique d'intensité, telle que Fig. 3.15, mais construite à partir des spectres haute résolution associés à la loi d'assombrissement centre-bord de CLARET, pour 4 longueurs d'onde successives autour du doublet MgII, vers 4481 Å.

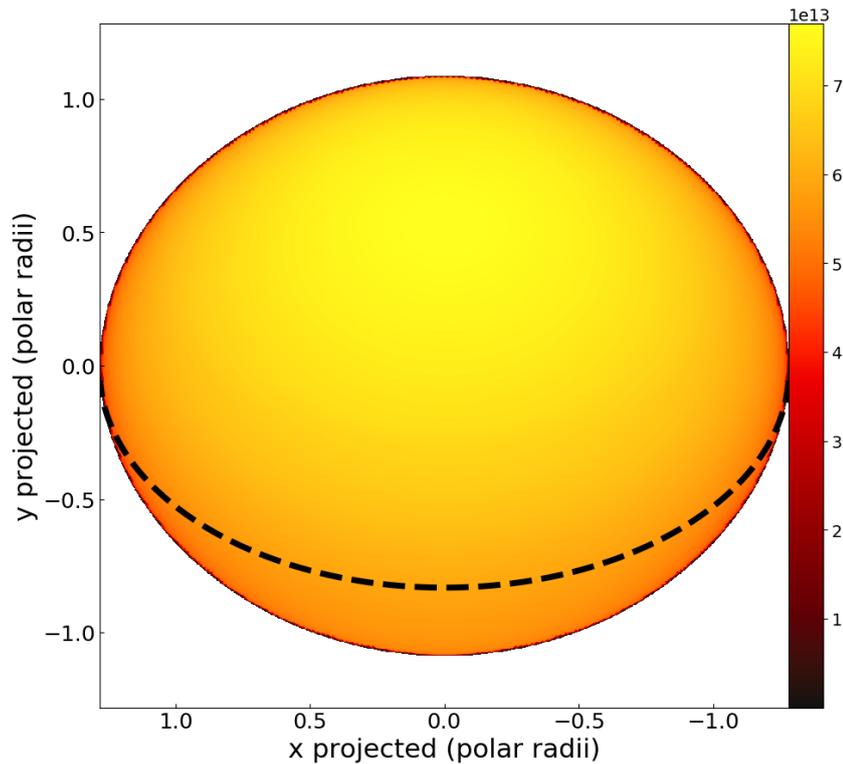


Fig. 3.15.: Carte monochromatique d'intensité du meilleur modèle ESTER dont les paramètres sont listés Tableau 3.8, à $1.5\mu\text{m}$. Les valeurs d'intensité sont en $\text{erg/s/cm}^2/\text{cm}$. L'équateur est indiqué par un trait noir en tirets.

Ceci permet de visualiser le déplacement des raies dans le sens de rotation de l'étoile, quand on balaye des longueurs d'onde de plus en plus élevées. En ce qui concerne les paramètres physiques, Fig. 3.16 montre la distribution de température effective à la surface ; la gravité suit une distribution semblable. Les Fig. 3.18 et 3.19 montrent la vitesse de rotation angulaire à l'intérieur et à la surface de l'étoile, la vitesse à la surface étant représentée également sous la forme d'une courbe $\Omega = f(\theta)$ dans la Fig. 3.20. La Fig. 3.21, elle, montre la vitesse de rotation en surface projetée sur la ligne de visée. La déformation des bandes de vitesse projetée constante est un effet de la rotation différentielle, bien visible sur les deux figures précédentes. Enfin, les figures 3.22 et 3.23 présentent l'ajustement du modèle au observables interférométriques et au spectre observés.

3.8 Analyse des résultats

Regardons maintenant comment chaque paramètre contraint précédemment se compare aux valeurs de la littérature, et tentons d'expliquer les différences et similarités trouvées. Le calcul des incertitudes sur chaque paramètre est également détaillé dans cette partie.

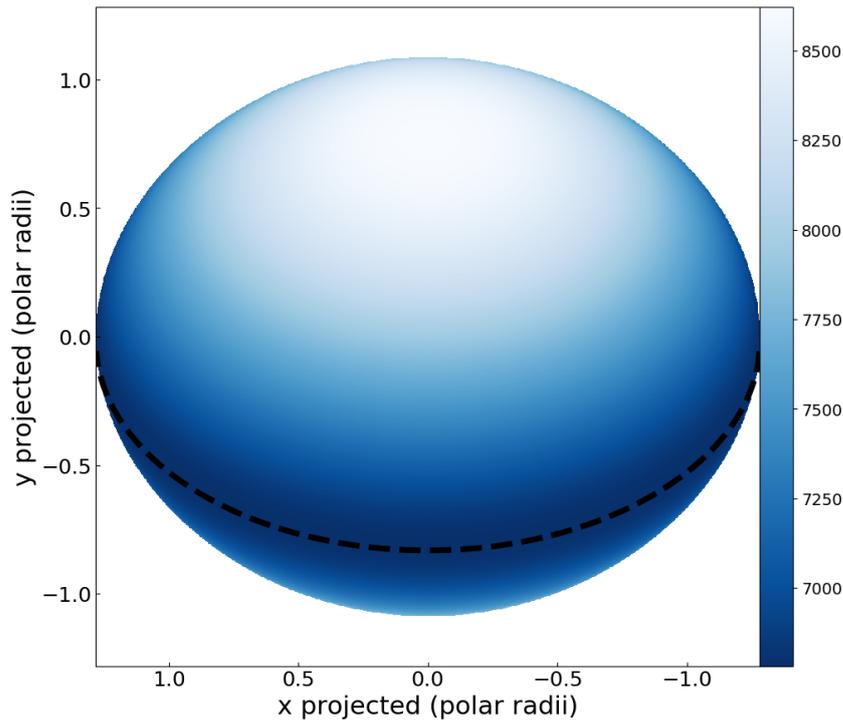


Fig. 3.16.: Température de surface du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8). Les valeurs sont en Kelvin, et l'équateur est indiqué par un trait noir en tirets.

3.8.1 Rayon

Après étude des données interférométriques, nous avons trouvé des valeurs pour les rayons polaire R_{pole} et équatorial R_{eq} inférieures à la fois à DOMICIANO DE SOUZA, KERVILLA, JANKOV, VAKILI et al. (2005) et MONNIER et al. (2007), désignés par D05¹⁵ et M07 par la suite afin de simplifier la notation, en deçà de leurs incertitudes. De plus, la différence par rapport à M07 est plus élevée au niveau du pôle ($\sim 4\%$) que de l'équateur ($\sim 1\%$), tandis qu'on atteint $\sim 11\%$ et $\sim 7\%$ avec D05. Ceci se traduit par un aplatissement plus élevé d'environ 0.22, contre 0.19 pour eux. Cette différence est évidemment liée à la différence de diamètre angulaire entre cette étude et les précédentes : $\varnothing_{\text{p}}^{\text{max}} = 3.08 \text{ mas}$, contre $\sim 3.30 \text{ mas}$ pour D05. M07 ont seulement donné une conversion en mas de leur rayon polaire, pas le diamètre apparent dans la direction polaire. La cause la plus probable de cette différence de taille et d'aplatissement est la différence entre la distribution d'intensité à la surface de l'étoile entre nos modèles et le modèle de Roche utilisé dans les précédentes études. Celle-ci provient de la physique plus complète et réaliste des modèles 2D utilisés, la modélisation de l'assombrissement gravitationnel ayant une importance cruciale ici. La différence de rayons pourrait également provenir de l'écart entre la distance à Altair utilisée par D05 et M07, $\sim 5.14 \text{ pc}$, déduite de la parallaxe HIPPARCOS

15. Quand une valeur est mentionnée pour D05, nous nous référons à la colonne BMIRCP de leur Tableau 3.

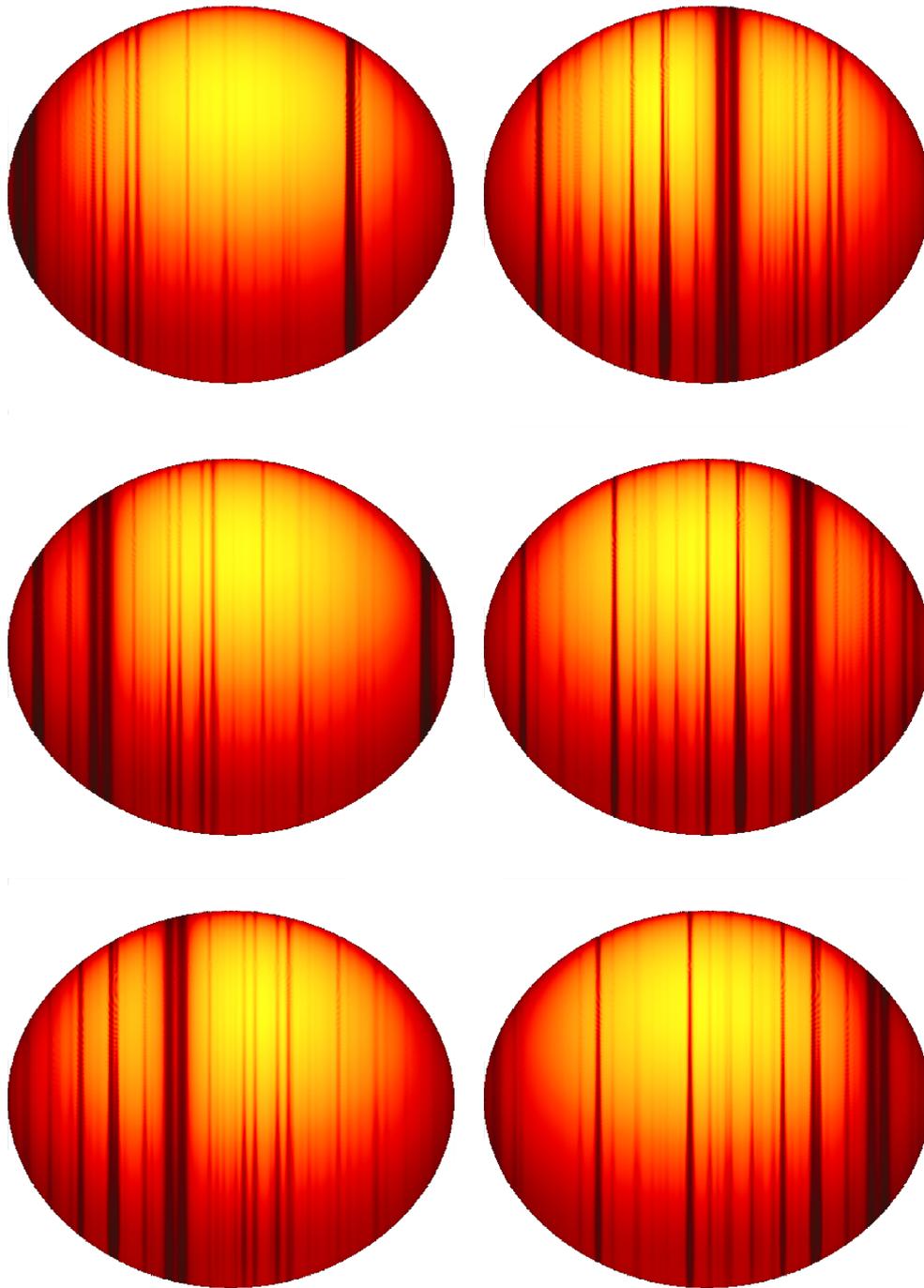


Fig. 3.17.: Cartes monochromatiques d'intensité à différentes longueurs d'onde successives autour de 4481 Å. Les images se suivent de haut en bas, d'abord colonne de gauche, puis colonne de droite (l'image en haut à droite vient directement après l'image en bas à gauche). Le doublet MgII du Magnésium ionisé une fois est présent sur toutes les images, repérable légèrement à droite du centre de l'image supérieure droite. Les longueurs d'ondes (arrondies à l'ångström) sont 4479, 4490, 4481, 4482, 4484 et 4485 Å.

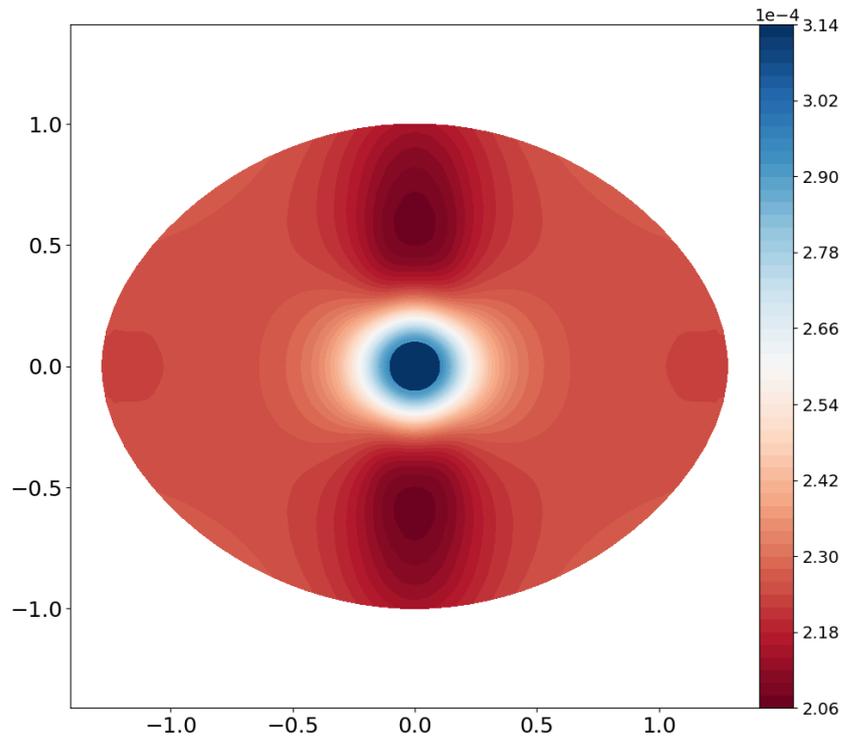


Fig. 3.18.: Coupe méridienne du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8). La couleur représente la vitesse de rotation angulaire de l'intérieur à la surface. Les valeurs sont en rad s^{-1}

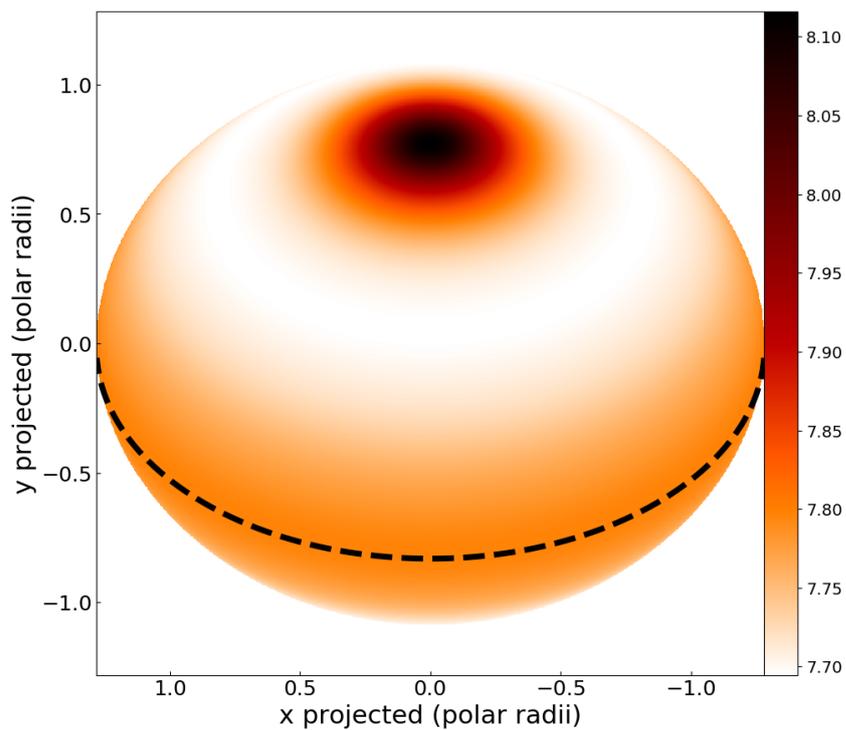


Fig. 3.19.: Vitesse de rotation angulaire à la surface du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8). La couleur représente la période de rotation, en heures.

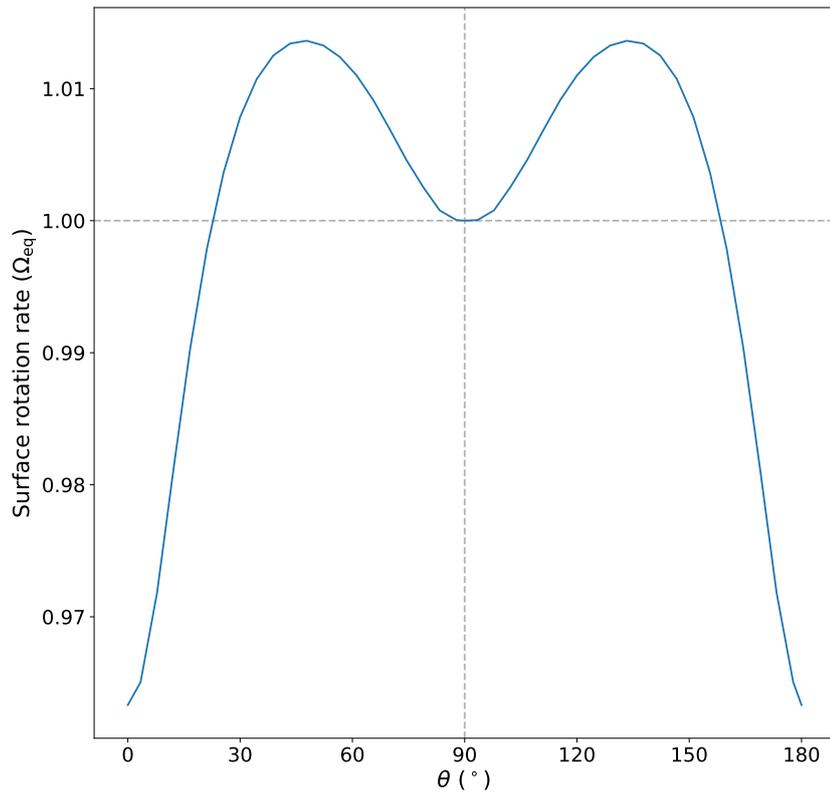


Fig. 3.20.: Vitesse de rotation à la surface du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8) en fonction de la co-latitude.

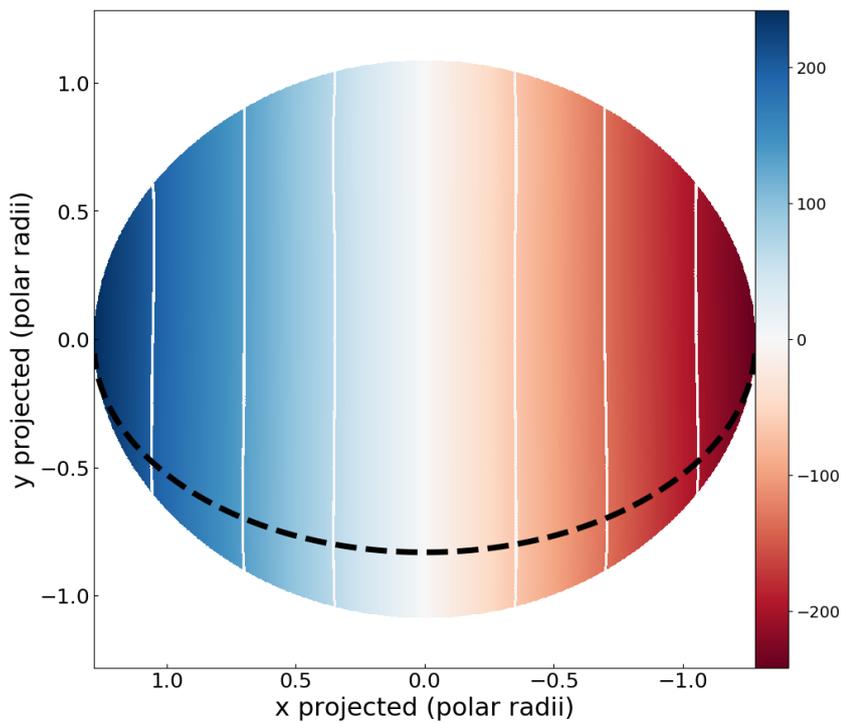


Fig. 3.21.: Vitesse de rotation à la surface du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8) projetée sur la ligne de visée. Les valeurs sont en km s^{-1} .

Altair vs Model ($M = 1.86 M_{\odot}$, $Z = 0.019$, $X_c/X_e = 0.96$, $\Omega = 0.74 \Omega_{bk}$, $i = 50.6^{\circ}$, $PA = 301.1^{\circ}$)

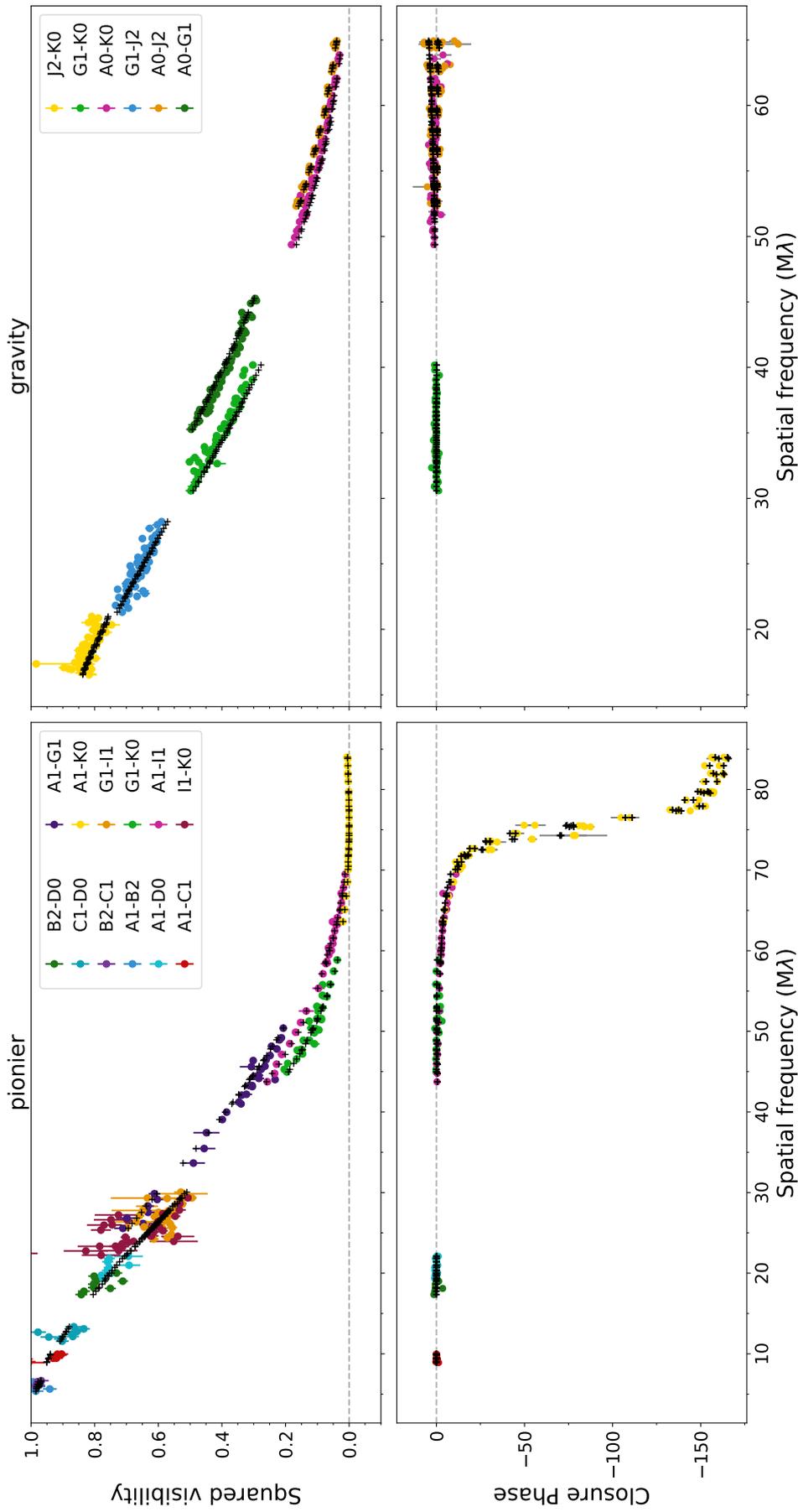


Fig. 3.22.: Observables interférométriques théoriques (croix noires) et observées (points colorés). Les valeurs théoriques ont été calculées pour le modèle ESTER présenté Tableau 3.8. Les paires de télescopes formant chaque base sont indiquées en légende, une couleur différente étant attribuée à chacune. Pour la clôture de phase, la base la plus longue du triangle est utilisée. Le premier rang montre le carré du module de visibilité, et le deuxième la clôture de phase, pour les données PIONIER (1^e colonne) et GRAVITY (2^e colonne). L'incertitude observationnelle sur les données est représentée par les barres d'erreur de part et d'autre des points.

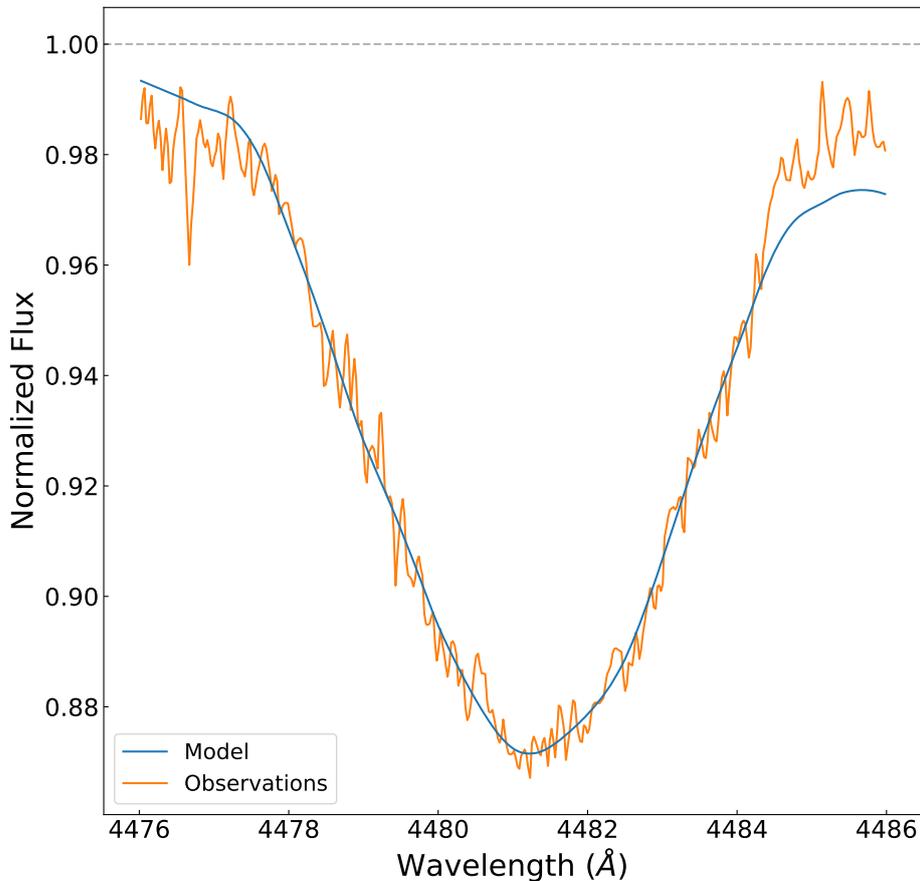


Fig. 3.23.: Spectre théorique et observé (ELODIE) dans la raie du MgII (formée par élargissement rotationnel du doublet du même élément), pour le meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8). La courbe lisse est la raie théorique, la courbe bruitée le spectre observé.

$\pi = 194.45 \pm 0.94$ mas (PERRYMAN et al., 1997), et la distance utilisée dans ce projet, $d = 5.13$ pc, d’après la parallaxe HIPPARCOS actualisée $\pi = 194.95 \pm 0.57$ mas (VAN LEEUWEN, 2007). La différence de rayon obtenue en prenant les deux valeurs de distance est cependant inférieure à 0.3 %, loin de la différence sur les rayons, surtout par rapport à D05, tout en restant minoritaire pour expliquer la différence avec M07.

Pour le calcul de l’erreur sur le rayon équatorial ΔR_{eq} , nous avons procédé ainsi : puisque la distance à Altair était fixée dans notre run MCMC, l’incertitude résultante de 1σ sur R_{eq} correspond en fait à une incertitude sur le diamètre apparent \varnothing_{eq} . L’incertitude de $\pm 0.001 R_{\odot}$ sur R_{eq} est en réalité une incertitude de $0.001 R_{\odot} / 5.13 \text{ pc} \simeq 0.001$ mas sur \varnothing_{eq} . Si l’on ajoute quadratiquement cette incertitude avec l’incertitude sur la distance de 0.3 % donnée par HIPPARCOS, on obtient

$\Delta R_{\text{eq}} \sim 0.3\%$. Cette incertitude est suffisamment élevée pour englober les incertitudes combinées de 0.4 % pour PIONIER et 0.1 % pour GRAVITY, provenant de l'incertitude sur la calibration en longueur d'onde de tout instrument de mesure. L'incertitude sur le rayon polaire se calcule à partir de celles sur R_{eq} et Ω et de sa définition dans l' ω – model comme fonction de ces deux paramètres.

3.8.2 Angle de position

D'après les données interférométriques également, l'angle de position est bien contraint, avec une incertitude de 0.34° sur une valeur retenue de 301.13° . Cette valeur est légèrement supérieure au $PA = 298.2 \pm 0.8^\circ$ de M07, tout en étant en accord avec les $298 \pm 17^\circ$ de D05. Une couverture du plan uv plus complète que celle des données PIONIER et GRAVITY actuelle (voir Fig. 3.1), notamment dans la direction du pôle, devrait permettre de déterminer ce paramètre avec une plus grande précision.

3.8.3 Ω , i , et $v \sin i$

En terme de $v \sin i$, nous sommes en accord avec M07 qui trouvent 240 km s^{-1} contre 243 km s^{-1} pour nous (D05 ont fixé la valeur de $v \sin i$ à 227 km s^{-1} d'après REINERS et ROYER (2004)). Les valeurs individuelles d' Ω et i diffèrent cependant de façon significative, notre vitesse de rotation angulaire étant plus élevée, et l'inclinaison plus faible, mais toujours dans la zone à 2σ de REINERS et ROYER (2004), c'est-à-dire $i > 45^\circ$. Ceci n'est guère étonnant, puisque ces deux paramètres influent grandement sur la distribution d'intensité à la surface de l'étoile, celle-ci dépendant fortement du modèle utilisé, comme déjà mentionné. Le fait que notre inclinaison soit plus faible explique en partie l'aplatissement plus élevé que nous obtenons par rapport à D05 et M07, les deux étant anti-corrélés. En effet, une diminution d'inclinaison implique que l'on voit l'étoile plus proche du pôle, et ainsi que l'écart entre les diamètres apparents polaire et équatorial est moins élevé. L'aplatissement réel de l'étoile doit donc augmenter pour compenser l'effet de l'inclinaison, et maintenir l'aplatissement apparent constant.

3.8.4 Masse

La masse du meilleur modèle obtenue grâce à la sismologie est nettement supérieure aux masses des études précédentes, D05 citant la masse $M = 1.80 M_\odot$ de MALAGNINI et MOROSI (1990), et M07 utilisant $M = 1.791 M_\odot$ d'après PETERSON et al. (2006). Ces deux valeurs ont été obtenues par recherche du modèle 1D sans rotation de Genève (SCHALLER et al., 1992) reproduisant le mieux la position dans le diagramme

HR pour les premiers, et la luminosité et le rayon polaire pour les autres. Il n'est donc pas surprenant de trouver une différence de $\sim 4\%$ entre ces estimations et notre valeur, obtenue par l'étude sismique d'un modèle 2D reproduisant de façon satisfaisante les données interférométriques. Pour déterminer l'incertitude sur la masse, nous avons redimensionné les masses afin de retrouver les fréquences de pulsation observées, pour les modèles ESTER correspondant aux limites haute et basse de Z et X_c (voir prochaine section), pour les différentes valeurs de M et X montrées Fig. 3.8. Les masses résultantes étant toutes comprises entre 1.84 et $1.89 M_\odot$, c'est-à-dire au plus à $0.03 M_\odot$ de la valeur du meilleur modèle ($M = 1.863 M_\odot$), cette valeur fut retenue comme incertitude sur M .

3.8.5 Z , X , et X_c

La détermination de l'incertitude sur Z et X_c n'est pas triviale sans technique de type MCMC, mais peut se faire à partir des cartes de χ^2 montrées Fig. 3.8. Aucune méthode permettant de faire cela de manière appropriée ne fait consensus à l'heure actuelle. Certains utilisent le χ^2 total de l'ajustement et résolvent l'équation $\chi_{\text{tot}}^2(P_i) = \min(\chi_{\text{tot}}^2) + 1$ pour chaque paramètre P_i . Cette approche est optimiste, car elle considère que toutes les mesures sont indépendantes (non corrélées). Cela n'est jamais entièrement vrai, et les incertitudes sur les paramètres sont sous-estimées. D'autres préfèrent prendre le χ^2 réduit et résoudre $\chi_{\text{red}}^2(P_i) = \min(\chi_{\text{red}}^2) + 1$. C'est l'approche conservatrice où on suppose que toutes les données sont corrélées à 100% et qu'il est impossible de réduire les incertitudes sur les P_i en les moyennant. Cela conduit en général à des barres d'erreur surestimées sur les P_i . Nous employons une méthode intermédiaire, qui revient à multiplier l'écart type, calculé comme la racine carrée des éléments diagonaux de la matrice de covariance – donc des variances des paramètres – des valeurs de Z et X_c pondérées par le χ^2 , par la racine carrée du minimum du χ^2 réduit, $\sigma_Z = \sqrt{\text{var}(Z) \chi_{\text{red,min}}^2}$ (pareil pour X_c). Cette méthode n'est pas idéale, mais permet de prendre en compte la dispersion des mesures autour du modèle lors de l'ajustement en la considérant comme une erreur additionnelle sur les paramètres P_i . En faisant cela, on obtient une incertitude sur Z d'environ 0.008, et ~ 0.185 sur X_c . Cette grande incertitude sur Z , X , et X_c implique que les valeurs indiquées dans le Tableau 3.8 pour ces paramètres doivent être prises avec des pincettes. Nous avons vu qu'il nous était impossible de concilier les métallicités de l'intérieur de l'étoile et de son atmosphère. De plus, malgré la convergence vers une masse unique grâce à la sismologie, la dégénérescence entre les paramètres induit une validité du ratio X_c/X entre 0.8 et 1.0 (toujours sans prendre en compte les valeurs supérieures à 1, qui n'ont pas de sens physique), ce qui donne une incertitude d'environ 20% sur l'âge d'Altair. Nos résultats tendent néanmoins à confirmer l'idée que quelle que soit sa composition, tant qu'elle reste dans la gamme de compositions observées dans les étoiles au voisinage du Soleil,

Altaïr est une étoile jeune, proche de la ZAMS. En utilisant le code CESAM (MOREL et LEBRETON, 2008), nous avons estimé le temps qu'il faudrait à une étoile de $1.86 M_{\odot}$ possédant un contenu initial en hydrogène $X = 0.739$ pour évoluer de $X_c = 0.739$ à $X_c = 0.710$. En résulte un âge d'environ 93 Ma. Sachant que la rotation ralentit l'évolution (en quelque sorte) en amenant de l'hydrogène dans le cœur, et puisque ce calcul a été fait avec un modèle 1D non valable à rotation élevée, nous estimons l'âge d'Altaïr à environ 100 Ma. Ce résultat remet en cause les précédentes estimations de LACHAUME et al. (1999) et DOMICIANO DE SOUZA, KERVELLA, JANKOV, VAKILI et al. (2005) d'environ 1.3 milliards d'années (Ga), plus de 10 fois supérieures à la notre. Ces estimations sont basées sur une reproduction via des modèles d'évolution 1D de la température moyenne de l'étoile et sa luminosité dans la direction de l'observateur, sujettes à une large erreur systématique. Au contraire, PETERSON et al. (2006) ont reproduit avec un modèle 1D d'évolution la luminosité totale et le rayon polaire de l'étoile estimées à partir d'un modèle 2D (de Roche) contraint par interférométrie. Ils trouvent par cette méthode un rapport $X_c/X \simeq 0.89$, et concluent comme nous qu'Altaïr est proche de la ZAMS. Cet écart significatif entre l'âge estimé grâce à des méthode 1D ou 2D (plus réalistes) montre une fois de plus l'importance de prendre en compte les effets de la rotation de manière précise pour la détermination du stade évolutif des étoiles en rotation rapide. Ceci est d'autant plus vrai quand la rotation est très élevée comme c'est le cas pour Altaïr. Les précédentes estimations de plus d'1 Ma soulevaient la question de la possibilité pour une étoile de conserver une telle vitesse de rotation à un stade aussi évolué. Les auteurs cherchaient ainsi différents mécanismes permettant cela, comme il a été proposé pour Sargas (très grande vitesse angulaire initiale et redistribution appropriée du moment cinétique grâce au transport interne, ou compagnon en orbite proche avalé). Si l'étoile est en fait jeune, comme cela semble être le cas pour Altaïr, de tels mécanismes n'ont pas besoin d'être invoqués.

3.8.6 Température

Le calcul de l'incertitude sur la température est plus compliquée que pour les autres paramètres, car celle-ci a une sensibilité différente à chaque paramètre d'entrée des modèles, et la gamme de températures permettant de reproduire les données interférométriques et spectroscopiques est large. Si l'on prend les modèles correspondant à $M = 1.83$ et $1.89 M_{\odot}$, d'après l'incertitude sur M précédemment calculée, pour $X = 0.739$ et Z et X_c respectant Eqs 3.5 et 3.6, on obtient un écart en températures équatoriale et polaire d'environ 40 K et 55 K respectivement par rapport à $M = 1.863 M_{\odot}$. Cet écart prend cependant en compte uniquement l'incertitude sur la masse. Si l'on prend, à masse fixée, les modèles correspondant aux extrêmes inférieurs (pour maintenir $X_c/X \leq 1$) en terme de Z et X_c , on observe une différence de température à l'équateur et au pôle d'environ 640 et

810 K respectivement, pour un même écart relatif de 9.4 %, les températures au pôle et à l'équateur étant liées par la loi d'assombrissement gravitationnel. Les résultats sont similaires quel que soit X . Ceci renforce le besoin d'une détermination précise de la composition chimique de l'étoile, la température de surface étant grandement influencée par Z , X et X_c . Des contraintes supplémentaires sur ces paramètres permettrait de réduire cette incertitude de 9.4 % sur la température. On peut également noter que malgré notre gamme de températures plus large que M07, liée à la différence de modèles utilisés, la température moyenne du modèle, $\bar{T} = 7594$ K, est en accord avec la valeur $\bar{T} = 7550$ K de ERSPAMER et NORTH (2003).

3.8.7 [M/H]

La métallicité du meilleur modèle ESTER (Tableau 3.8) ne colle pas avec la métallicité des modèles d'atmosphère permettant de reproduire le spectre observé. En effet, pour $X = 0.739$ et $M = 1.863 M_\odot$, l'équation 3.5 donne $Z = 0.019$. Sachant que

$$[M/H] = \log \left(\frac{X_\odot Z}{Z_\odot X} \right), \quad (3.10)$$

on obtient un ratio équivalent $[M/H] = 0.19$, d'après la composition solaire de ASPLUND, GREVESSE et SAUVAL (2005). Ceci est nettement inférieur à la valeur $[M/H] = 0.45$ déterminée Sect. 3.3. Nous avons refait un ajustement des données interférométriques et spectroscopiques en utilisant une métallicité de l'atmosphère identique à celle de l'intérieur. En a résulté un ajustement légèrement moins bon du côté spectroscopie, et un modèle incompatible avec les contraintes interférométriques. Il faut se souvenir ici que la métallicité de l'atmosphère a été obtenue par ajustement d'une seule raie d'absorption (MgII), ce qui est insuffisant pour déterminer les abondances atmosphériques d'Altair. Il est de plus possible que l'atmosphère d'Altair soit plus métallique que son enveloppe, en conséquence d'une potentielle accrétion récente de métaux provenant d'un disque résiduel ou d'une protoplanète. Cette hypothèse est renforcée par le fait qu'un excès infrarouge faible (quelques pourcents en bande K) mais étendu a été détecté par NUÑEZ et al. (2017), ce qui semble indiquer la présence ténue de matière circumstellaire, potentiellement un disque de débris, dans un rayon de quelques unité astronomiques (UA)¹⁶ autour de l'étoile.

16. L'unité astronomique est la distance moyenne entre le centre du Soleil et celui de la Terre.

3.9 Discussion

Nous présentons ici nos réflexions concernant deux points soulevés durant cette étude, que sont la potentielle présence de convection en couches au niveau de la surface de l'étoile, notamment à l'équateur, et l'influence de la géométrie des modèles d'atmosphère sur la détermination des paramètres physiques d'une étoile telle qu'Altaïr.

3.9.1 Convection en surface à l'équateur

Nous avons mentionné Sect. 2.1.1 que le code ESTER ne permet pas encore le calcul de couches convectives au niveau de la surface, la partie convective de l'étoile modèle étant restreinte à son cœur. Ceci n'est pas un problème pour la modélisation d'étoiles de masse intermédiaire et massives, dans lesquelles les couches convectives de surface sont très fines et transportent une fraction négligeable du flux. Pour des masses proches de et inférieures à $2 M_{\odot}$, la convection n'est plus négligeable. Malgré l'impossibilité de modéliser ces couches convectives avec ESTER, il est possible d'avoir une idée de leur forme et de leur extension d'après la distribution de la fréquence de Brunt-Väisälä carrée, \mathcal{N}^2 . \mathcal{N} est la fréquence d'oscillation autour de sa position d'équilibre d'une parcelle de fluide qui subit une perturbation (faible déplacement). Si $\mathcal{N}^2 > 0$, la fréquence est réelle, et l'oscillation est entretenue par la force de gravité et la poussée d'Archimède, maintenant la parcelle autour de son point d'équilibre. Si $\mathcal{N}^2 < 0$, la fréquence est un nombre imaginaire pur, et l'oscillation se dissipe. Dans ce cas, la parcelle va continuer son mouvement dans la même direction et entraîner un mouvement de convection du milieu qui est alors considéré instable. La distribution de \mathcal{N}^2 dans notre modèle est montrée Fig. 3.24. Deux couches instables d'un point de vue thermique sont clairement visibles, ces deux couches correspondant au pic d'ionisation de l'hydrogène (atteignant la surface) et à la première ionisation de l'hélium (sous la surface). Les couches convectives s'épaississent au niveau de l'équateur, celle de l'hélium "plongeant" même vers l'intérieur de l'étoile, conséquences de l'aplatissement de l'étoile et du gradient de température entre pôle et équateur. Ce même comportement était observé dans le modèle de Véga de ESPINOSA LARA et RIEUTORD (2013), modèle d'environ $2.4 M_{\odot}$. Cet épaississement est potentiellement lié à l'émission coronale en rayons X d'Altaïr, qui semble être concentrée au niveau de l'équateur (ROBRADE et SCHMITT, 2009), ainsi qu'à l'émission UV observée par REDFIELD et LINSKY (2005). Le spectre visible d'Altaïr est également certainement influencé par ces couches, la convection de surface participant à l'élargissement des raies (par l'association de micro et macro-turbulences), ce qui influence notre ajustement des données spectroscopiques.

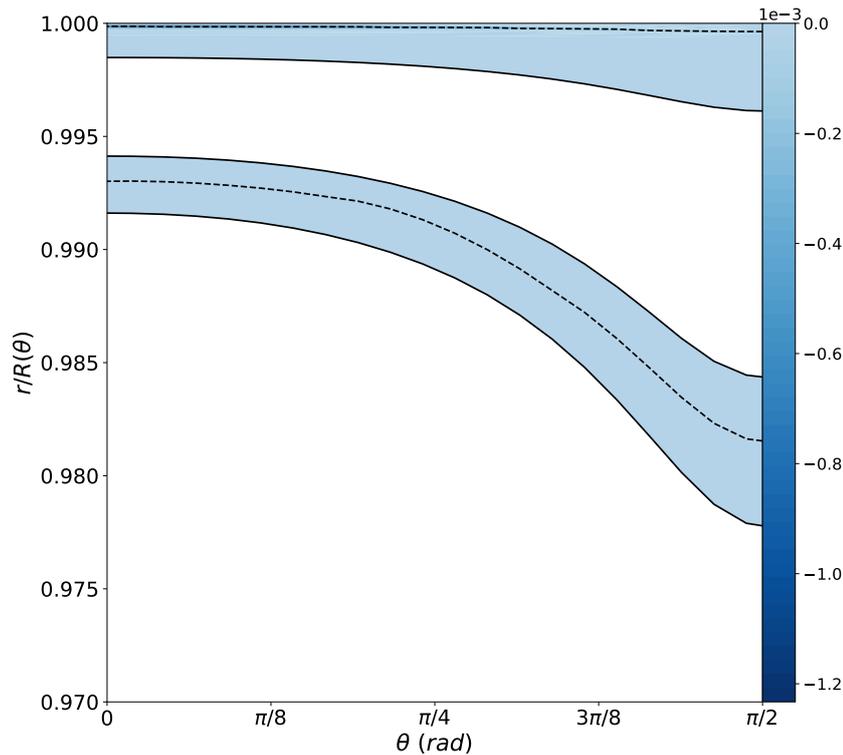


Fig. 3.24.: Fréquence de Brunt-Väisälä carrée, \mathcal{N}^2 , du modèle final (Tableau 3.8), en fonction de la colatitude θ et du rayon associé $r/R(\theta)$. Les couches instables (regions où $\mathcal{N}^2 < 0$), sont indiquées en couleur. Ces régions sont délimitées par des lignes continues, et une ligne pointillée indique le minimum de \mathcal{N}^2 dans chaque région.

3.9.2 Géométrie des modèles d'atmosphère

L'amélioration des techniques d'observations durant le 20^e siècle s'est accompagnée d'une détérioration de l'accord entre les lois d'assombrissement centre-bord dérivées de modèles d'atmosphère plan-parallèles et les observations (FIELDS et al., 2003 ; BARROS et al., 2012). Des modèles d'atmosphères sphériques, qui prennent mieux en compte la forme de l'étoile, ont donc faits leur apparition ces dernières décennies, et se sont rapidement vus amplement utilisés par la communauté, notamment pour l'étude des étoiles évoluées, comme expliqué ci-après. Un certain nombre de modèles MARCS et PHOENIX sont ainsi disponibles en ligne dans les deux géométries, plan-parallèle et sphérique. Ces modèles sphériques sont cependant adaptés, comme leur nom l'indique, à l'étude des étoiles sphériques, donc à rotation nulle ou faible. Quand la rotation augmente et l'aplatissement devient non-négligeable, la courbure de son atmosphère change et la question de la validité de l'approximation sphérique se pose alors. Pour une étoile aplatie (Altaïr par exemple, $\varepsilon = 0.22$), le rayon de courbure de la surface dépend de la latitude et de la direction dans laquelle on considère la courbure. Il ne dépend pas de la longitude puisque l'étoile est considérée axisymétrique. On se retrouve donc avec un ensemble de rayons de courbures différents de la surface de l'étoile. Les expressions analytiques des valeurs

extrêmes du rayon de courbure en tout point de la surface ont été dérivées dans HARRIS (2006). D'après leur Eq. 18, ses valeurs minimale et maximale sont celles calculées selon les directions latitudinale, R_c^θ , et azimutale, R_c^ϕ (cela ne veut pas dire que le rayon minimal est toujours R_c^θ et le maximal R_c^ϕ). On voit sur la Fig. 3.25, qui montre le rayon réel et le rayon de courbure dans les directions latitudinale et azimutale en fonction de la co-latitude θ , que ces deux rayons sont égaux au pôle, résultat attendu puisque l'axe polaire est l'axe de symétrie de l'étoile ; R_c^θ devient ensuite plus grand que R_c^ϕ jusqu'à $\theta \simeq 60^\circ$, où les deux sont à nouveau égaux ; R_c^θ chute ensuite pour atteindre moins de la moitié de R_c^ϕ à l'équateur. Le rayon de courbure dans n'importe quelle direction R_c est donc tel que

$$\begin{cases} R_c^\phi \leq R_c \leq R_c^\theta & \text{pour } 0^\circ \leq \theta \leq \sim 60^\circ \\ R_c^\theta \leq R_c \leq R_c^\phi & \text{pour } \sim 60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ. \end{cases}$$

On note également que le rayon de courbure azimutal R_c^ϕ est égal au rayon réel à l'équateur, comme on pouvait s'y attendre à partir de la visualisation d'une coupe équatoriale de l'étoile. Les formules permettant de calculer ces deux rayons de courbures ont été obtenues en adaptant l'Eq. 15 d'HARRIS au système de coordonnées sphéroïdales d'ESTER, donnant pour la direction latitudinale

$$R_c^\theta = -\frac{1}{\kappa(d\phi = 0)} = \frac{(r^2 + r_\theta^2)^{3/2}}{r(r - r_{\theta\theta}) + 2r_\theta^2}, \quad (3.11)$$

où $r_{\theta\theta}$ est la dérivée seconde de r par rapport à θ . Le rayon de courbure azimutal est

$$R_c^\phi = -\frac{1}{\kappa(d\theta = 0)} = \frac{r \sin \theta \sqrt{r^2 + r_\theta^2}}{r \sin \theta - r_\theta \cos \theta}. \quad (3.12)$$

Pour le modèle ESTER qui décrit le mieux Altaïr (voir Tableau 3.8), le rayon de courbure au niveau du pôle vaut $R_c = 2.08 R_\odot$, et à l'équateur $R_c^\theta = 0.90 R_\odot$ et $R_c^\phi = 2.01 R_\odot$. Les rayons utilisés lors du calcul de la structure des atmosphères PHOENIX couvrant la surface du modèle vont de $R_c^{\text{atm}}(\text{pôle}) \simeq 2.0 R_\odot$ à $R_c^{\text{atm}}(\text{eq}) \simeq 3.0 R_\odot$, en raison des gradients de température et gravité à la surface. À l'équateur, le rayon de courbure du modèle d'atmosphère est plus grand que le plus grand rayon de courbure du modèle ESTER d'environ $1 R_\odot$. Cet écart et le fait qu'à part au pôle, plusieurs rayons de courbure peuvent être attribués à chaque point de l'étoile, soulèvent la question de la nécessité potentielle d'utiliser des modèles d'atmosphère calculés avec un système de coordonnées sphéroïdales quand on souhaite étudier des rotateurs rapides.

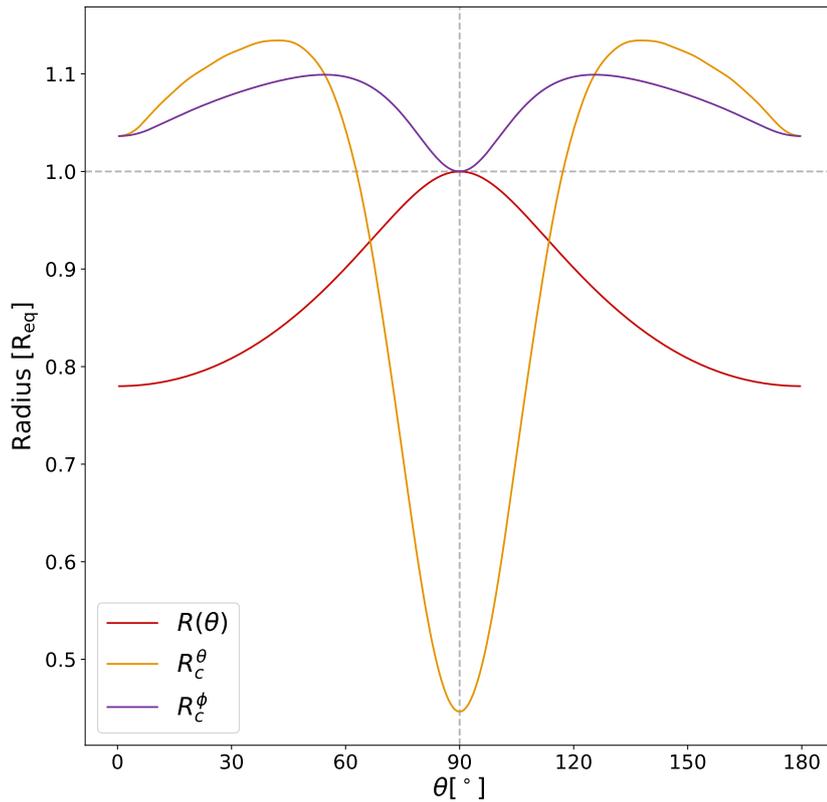


Fig. 3.25.: Rayons de courbure selon les directions latitudinale (R_c^θ) et azimutale (R_c^ϕ), et le rayon réel $r(\theta)$ du modèle présenté Tableau 3.8, en fonction de la co-latitude θ . Le trait vertical indique l'équateur.

Il a été démontré que l'importance de la géométrie de l'atmosphère modélisée dépend principalement de l'épaisseur de l'atmosphère de l'étoile relative au rayon de la photosphère (voir PLEZ, 1990, par exemple). Cette extension relative de l'atmosphère $\Delta R/R_{\text{photosphère}}$ est, d'après BASCHEK et al. (1991), proportionnelle à l'échelle de hauteur de pression H_P , et ainsi inversement proportionnelle à la gravité effective. HEITER et ERIKSSON (2006) démontrèrent que tant que $\log g > 3$, les estimations d'abondance d'un certain nombre d'éléments sont similaires dans les deux géométries (plan-parallèle et sphérique). De leur côté, NEILSON et LESTER (2013) trouvèrent des différences significatives entre les deux en termes de diamètre apparent et d'assombrissement centre-bord même dans le cas d'étoiles ayant une atmosphère compacte, avec $\log g \geq 4.0$. Ils en conclurent que les atmosphères à géométrie sphérique sont à préférer lorsqu'on souhaite faire des mesures précises de diamètres angulaires et autres paramètres stellaires à partir d'observations interférométriques optiques, et ce même pour des étoiles de séquence principale avec une faible extension atmosphérique, cette géométrie représentant plus fidèlement l'atmosphère de telles étoiles. Néanmoins, dans le contexte de notre étude, ce facteur ne devrait pas être crucial car l'effet sur le diamètre est au maximum de 1% en bande K (NEILSON et LESTER, 2013), de l'ordre de notre incertitude sur le rayon polaire. De plus, en ce qui concerne l'assombrissement gravitationnel, les auteurs

déterminent que la différence entre les deux géométries est négligeable pour les étoiles compactes (non évoluées, et de $T_{\text{eff}} > 4000$ K). Une étoile comme Altair a une gravité de surface $\log g$ nettement supérieure à 3.0, notre meilleur modèle respectant $3.8 \lesssim \log g \lesssim 4.3$ d'équateur à pôle. Nous devrions être à l'abri des effets de la géométrie des modèles d'atmosphère utilisées, et l'exactitude de nos résultats ne serait pas améliorée de façon suffisante par l'utilisation d'atmosphères modélisées en système de coordonnées sphéroïdales pour justifier le temps et l'effort que cela demanderait. À l'avenir, si la convection de surface et l'évolution temporelle sont implémentées avec succès dans ESTER, modéliser des étoiles évoluées avec une atmosphère très étendue sera alors faisable et la question de la géométrie des modèles d'atmosphère devra être résolue avant de tenter une étude telle que celle-ci sur ce type d'étoile.

Conclusion et Perspectives

” *All we have to decide is what to do with the time that is given us.*

— **Gandalf**

The Lord of the Rings : The Fellowship of the Ring (by J. R. R. Tolkien)

La rotation des étoiles fascine les chercheurs depuis plus d'un siècle maintenant. Elle laisse des traces de sa présence dans tous les types d'observations, de façon plus ou moins évidente selon sa vitesse. Ces nombreuses signatures observationnelles de la rotation, de l'élargissement des raies spectrales à la complexification du spectre en fréquence des modes de pulsations, en passant par l'aplatissement de l'étoile et la modification de la distribution d'intensité à sa surface, visibles dans les observables interférométriques, nous renseignent grandement sur l'impact de la rotation sur la structure et l'évolution des étoiles.

La détermination des paramètres physiques de l'étoile à partir de ces données d'observation dépend cependant des modèles utilisés pour décrire l'étoile. Une description physique complète de l'étoile repose sur l'union de modèles d'intérieur stellaire et de modèles d'atmosphère, les tentatives de modéliser avec un code unique à la fois la structure interne d'une étoile et la radiation qu'elle émet à toute longueur d'onde n'étant pas encore mûres. Des méthodes employant l'utilisation conjointe d'un modèle de Roche et d'une loi d'assombriement gravitationnel de type von Zeipel (β fixe) pour l'approximation des paramètres de surface ont permis à DOMICIANO DE SOUZA, KERVELLA, JANKOV, ABE et al. (2003) et MONNIER et al. (2007) de déterminer l'aplatissement extrême et autres paramètres physiques des rotateurs rapides Achernar et Altair respectivement. Les simplifications importantes inhérentes à ces méthodes imposent cependant des limites à leur validité, et suggèrent un passage obligé à l'utilisation de modèles d'intérieur complets. Le modèle le plus performant à l'heure actuelle est le modèle d'intérieur stellaire en 2 dimensions ESTER, sa robustesse étant suggérée par la reproduction fidèle des paramètres de surface observés de plusieurs rotateurs rapides tels que Vega ou Regulus. L'estimation des paramètres de ces étoiles reposait cependant sur une description simple de l'étoile par un modèle de Roche en rotation uniforme. Il est désormais temps de passer à une modélisation plus complète des rotateurs rapides afin d'interpréter

les données toujours plus précises dont nous disposons. C'est la tâche à laquelle je me suis attelé durant ma thèse, profitant des multiples techniques d'observation que sont l'interférométrie, la spectroscopie, et l'astérosismologie pour déterminer les paramètres fondamentaux d'Altaïr, étoile proche en rotation rapide, tels que sa masse ou son stade évolutif.

J'ai pour cela élaboré un code numérique (ESTERIAS) permettant l'interface entre les modèles ESTER et des modèles d'atmosphère (PHOENIX dans ce travail de thèse). Après avoir interpolé les valeurs des paramètres de surface du modèle voulu à partir d'une grille préalablement calculée, celles-ci sont utilisées pour construire des cartes d'intensité monochromatiques de la surface visible de l'étoile grâce aux intensités spécifiques PHOENIX. Les observables interférométriques (visibilité carrée et clôture de phase) et le spectre sont ensuite calculés à partir de ces cartes d'intensité, aux mêmes longueurs d'onde que les données observationnelles, auxquelles elles sont comparées par la méthode de minimisation de χ^2 .

Ce code m'a permis d'analyser l'étoile Altaïr, dont la détermination des paramètres fondamentaux fut décomposée en plusieurs parties, les données employées ne permettant pas une détermination simultanée de l'ensemble des paramètres physiques de l'étoile. L' ω - model, modèle d'assombrissement centre-bord associé à un modèle de Roche, fut d'abord utilisé pour déterminer les paramètres physiques R_{eq} , le rayon équatorial, ω , la vitesse de rotation angulaire à l'équateur (en unités de la vitesse képlérienne), i , l'inclinaison, et PA , l'angle de position de l'étoile, avec les seules données interférométriques du VLTI (PIONIER et GRAVITY). Une fois ces 4 paramètres déterminés avec succès grâce à une méthode d'ajustement de type MCMC, le modèle associé fut utilisé pour reproduire la raie du MgII d'un spectre ELODIE et ainsi contraindre la métallicité de l'atmosphère, les observables interférométriques étant peu sensibles à ce paramètre. L' ω - model a ensuite été remplacé par les modèles ESTER, et les données interférométriques ont été reproduites conjointement avec le spectre pour tenter de contraindre la masse M de l'étoile, sa métallicité « intrinsèque » Z (examinée indépendamment de la métallicité de l'atmosphère), et la quantité d'hydrogène en son cœur en fraction de celle de l'enveloppe (supposée égale à la quantité initiale dans l'étoile), X_c/X , indicative de son stade évolutif. Malheureusement, ces 3 paramètres sont fortement corrélés du point de vue des observables employées, et seule une relation donnant les valeurs de Z et X_c en fonction de M et X a pu être établie. C'est ici qu'entre en jeu l'astérosismologie. Grâce au code TOP, les modes de pulsation observés par le satellite WIRE ont pu être reproduits en partie, la sensibilité des fréquences d'oscillation théoriques à la masse permettant de contraindre celle-ci. Cette masse conduisait cependant à une solution physiquement irréaliste ($X_c > X$), problème qui disparaît si l'on augmente X , même en restant dans la gamme de valeurs possibles pour le Soleil, la métallicité d'une étoile proche telle qu'Altaïr n'ayant pas de raison de différer grandement de celle du

Soleil. La non-unicité de la solution souligne l'importance d'une détermination précise de la composition chimique de l'étoile basée sur de multiples raies d'absorption, qui pourrait également potentiellement résoudre le désaccord entre la métallicité de l'intérieur de l'étoile et celle de son atmosphère. Il est néanmoins intéressant que quelle que soit la valeur de X , X_c en est très proche, indiquant qu'Altair est une étoile jeune, proche de la ZAMS, contrairement à ce que les premières études d'Altair laissaient penser.

Perspectives

Ce travail est le premier à combiner des contraintes observationnelles aussi diverses afin de modéliser une étoile en rotation rapide. Il est en cela une étude prototype qui montre la puissance de cette analyse combinant des données multi-techniques (interférométrie en particulier) et une modélisation 2D de la structure de l'étoile. Le code ESTERIAS (ou autre méthodologie similaire) pourrait être employé pour étudier un plus grand nombre d'objets, et il serait avantageux pour la communauté scientifique d'y avoir accès facilement. Des fonctions d'interpolation peuvent être initialisées à partir d'une grille de modèles ESTER, stockées dans des fichiers, puis appliquées sur de nouvelles valeurs au choix pour obtenir les paramètres désirés, comme je l'ai fait avec succès durant ma thèse. Ceci permet de s'affranchir du temps de calcul d'un modèle ESTER, tout en réduisant considérablement la taille des fichiers nécessaires. Il serait donc envisageable de mettre à disposition un outil en ligne capable d'extrapoler les paramètres de surface d'un modèle dont les paramètres fondamentaux sont choisis par l'utilisateur, créer des cartes d'intensité à partir des modèles d'atmosphère appropriés, et en sortir les observables interférométriques et spectroscopiques voulues. On pourrait même envisager intégrer l'ajustement de données observationnelles renseignées par l'utilisateur, même si le coût en ressources numériques rendrait la tâche compliquée pour un outil en ligne. Le groupe AMHRA¹ du JMMC propose ce genre de services, avec des outils en ligne offrant la possibilité de modéliser des disques d'étoiles Be, des spirales de poussières, et autres objets intéressants pour l'interférométrie.

Côté pulsations, c'est une des rares études à avoir obtenu une identification satisfaisante des modes d'oscillation acoustiques d'une étoile de type δ Scuti en rotation rapide grâce à la modélisation en 2 dimensions de l'étoile et de ses pulsations (ESTER + TOP). Ce résultat repose en partie sur la réduction des modèles plausibles apportée par diverses contraintes observationnelles et semble confirmer la puissance des méthodes multi-techniques. C'est également une étape importante de la valida-

1. Analyse et Modélisation en Haute Résolution Angulaire : <https://amhra.oca.eu/AMHRA/index.htm>

tion du code ESTER d'un point de vue observationnel, étape encourageante pour l'étude de prochaines cibles dans une zone du diagramme HR qui représente encore aujourd'hui un défi. Le nombre de cibles potentielles pourrait d'ailleurs augmenter dans les années à venir. En effet, les concepteurs du code, F. Espinosa Lara et M. Rieutord, travaillent hardiment à l'implémentation d'une réelle évolution temporelle des modèles, qui constituerait un meilleur outil pour étudier l'évolution des étoiles en rotation rapide que le pseudo stade évolutif simulé par la fraction d'hydrogène dans le cœur. S'ils parviennent également à modéliser la convection en couche qui apparaît sous la surface lors de l'expansion de l'enveloppe, il deviendrait alors possible de modéliser une étoile de sa naissance à un stade avancé de son évolution, en 2 dimensions, et à rotation rapide. Une demande ERC a été déposée en ce sens, et l'augmentation des moyens humains qu'une telle bourse permettrait accélérerait grandement l'avancée du code ESTER. Comme nous l'avons vu, l'étude de modèles évolués nécessitera cependant la prise en compte du rayon de courbure de la surface déformée par la rotation pour le calcul du transfert radiatif dans les modèles d'atmosphères, la géométrie de l'atmosphère ayant un impact non négligeable dans le cas des enveloppes étendues d'étoiles évoluées. Ce type de calcul a déjà été fait en 3D pour des étoiles sphériques, qui pourraient servir de base au traitement des étoiles en rotation. Notons que le succès de cette entreprise permettrait de modéliser des étoiles évoluées qui ont conservé une vitesse élevée de rotation, telles que Sargas, dont l'étude pourrait nous permettre de mieux comprendre le comportement des rotateurs rapides au bord de la bande d'instabilité.

Enfin, concernant Altair, la limitation la plus importante à laquelle nous nous sommes heurtés était l'ignorance de sa métallicité et quantité d'hydrogène. Comme indiqué précédemment, une étude poussée de son spectre basée sur l'analyse de multiples raies est nécessaire à la détermination de sa composition chimique. Un tel projet est prévu dans la continuité de cette thèse, et sera effectué dans le cadre du projet ANR ESRR (Évolution Stellaire en Rotation Rapide) dont elle fait partie. Une détermination précise des abondances des éléments détectés dans le spectre d'Altair devrait résoudre le problème de la différence entre la métallicité de l'intérieur et celle de l'atmosphère, et apporter la contrainte finale permettant une description complète d'Altair.

Grille de modèles ESTER

Comme indiqué Sect. 2.2.1, il est difficile d'utiliser les modèles ESTER pour un ajustement automatique. En effet, puisqu'ESTER décrit intégralement la structure interne de l'étoile, c'est un code complexe, dépendant de nombreux paramètres, et nécessitant un temps de calcul relativement élevé. Alors qu'un modèle calculé avec la résolution par défaut d'ESTER, et une vitesse de rotation faible (inférieure à environ 50 % de sa vitesse critique), sera calculé en une trentaine de secondes¹, un modèle contenant un grand nombre de points de coordonnée radiale et/ou latitudinale, et une vitesse de rotation élevée, demandera plusieurs minutes de calcul par modèle. De plus, la convergence d'ESTER vers une solution n'est pas assurée, notamment quand on s'éloigne fortement des paramètres physiques optimaux que sont, entre autres, une masse supérieure à deux masses solaires, une composition chimique homogène dans l'étoile et une métallicité solaire. Plusieurs itérations (calcul de modèles intermédiaires) sont donc parfois nécessaires. Quand la création de centaines de modèles est nécessaire, ces limites deviennent problématiques. Une façon de contourner ce problème, méthode que j'ai utilisée, consiste à créer à l'avance une grille complète de modèles ESTER qui englobe les valeurs supposées des paramètres de l'étoile étudiée. Le processus est effectué de façon automatique là où c'est possible, puis en incrémentant manuellement les paramètres d'entrée là où la création des modèles échoue. Pour une jeune étoile d'une masse supposée de $2 M_{\odot}$, on prendra par exemple pour la grille $1.6 M_{\odot} < M < 2.5 M_{\odot}$, et $0.5 < X_c < 1.0$, etc. Ce travail est fastidieux quand on s'éloigne du régime de confort d'ESTER, mais permet de faire une recherche étendue du meilleur modèle une fois la grille complétée. En effet, il est possible d'extraire les valeurs des paramètres physiques voulus, en tout point de l'étoile, pour chaque modèle de la grille, puis de créer une fonction qui permet d'interpoler ces paramètres pour n'importe quelle valeur des paramètres d'entrée comprise dans les limites de la grille. Cette fonction peut ensuite être stockée dans un fichier de type « pickle »², puis réutilisée ultérieurement dans n'importe quel script Python pour générer instantanément les valeurs de surface d'un modèle.

1. Ceci vaut pour un ordinateur portable avec processeur Intel Core i7-6700HQ 2.60GHz 4 cœurs, mais dépendra de la machine utilisée.

2. *Pickle* est un module de la librairie standard du langage qui permet de stocker tout objet python dans un fichier en format binaire, pour l'extraire ensuite et l'utiliser tel quel dans un autre fichier Python. <https://github.com/python/cpython/blob/3.7/Lib/pickle.py>. Certains objets complexes ne peuvent être stockés sous forme binaire par Pickle, auquel cas le package "dill" peut par exemple être utilisé.

Un avantage de la décomposition en harmoniques sphériques utilisée dans le code ESTER est le fait que chaque modèle contient des fonctions permettant d'évaluer tout paramètre à n'importe quelle latitude, sans avoir à recalculer l'ensemble de la structure interne à la résolution nécessaire. Ainsi, il n'est pas nécessaire de calculer tous les modèles avec un nombre de points de co-latitude entre le pôle et l'équateur élevé pour avoir une résolution suffisante à l'étude des données d'observation. Si l'on compare un modèle calculé avec une résolution initiale en latitude $N_\theta = 100$, et un modèle calculé avec $N_\theta = 10$, dont les valeurs surfaciques de température, gravité, rayon et vitesse de rotation ont été évaluées en ces mêmes 100 valeurs de latitude, on voit que la différence entre les deux est toujours inférieure à 10^{-3} . Puisque le calcul d'un modèle à $N_\theta = 100$ peut demander plus de 2h, il a été décidé dans ce travail de thèse de créer tous les modèles à $N_\theta = 10$ (entre 30 s et 1 min), pour ensuite évaluer les valeurs des paramètres d'intérêt à plus haute résolution. La concordance entre les deux résolutions est montrée Fig. A.1.

Il est parfois nécessaire d'avoir une résolution plus élevée pour le calcul des oscillations étant donné leur forte sensibilité à la structure interne, surtout à vitesse de rotation élevée. Heureusement, puisqu'un ajustement automatique des modes de pulsation n'a pas été nécessaire, le nombre de modèles de concordance étant déjà bien réduit à cette étape, il fut possible d'augmenter la résolution des quelques modèles restants.

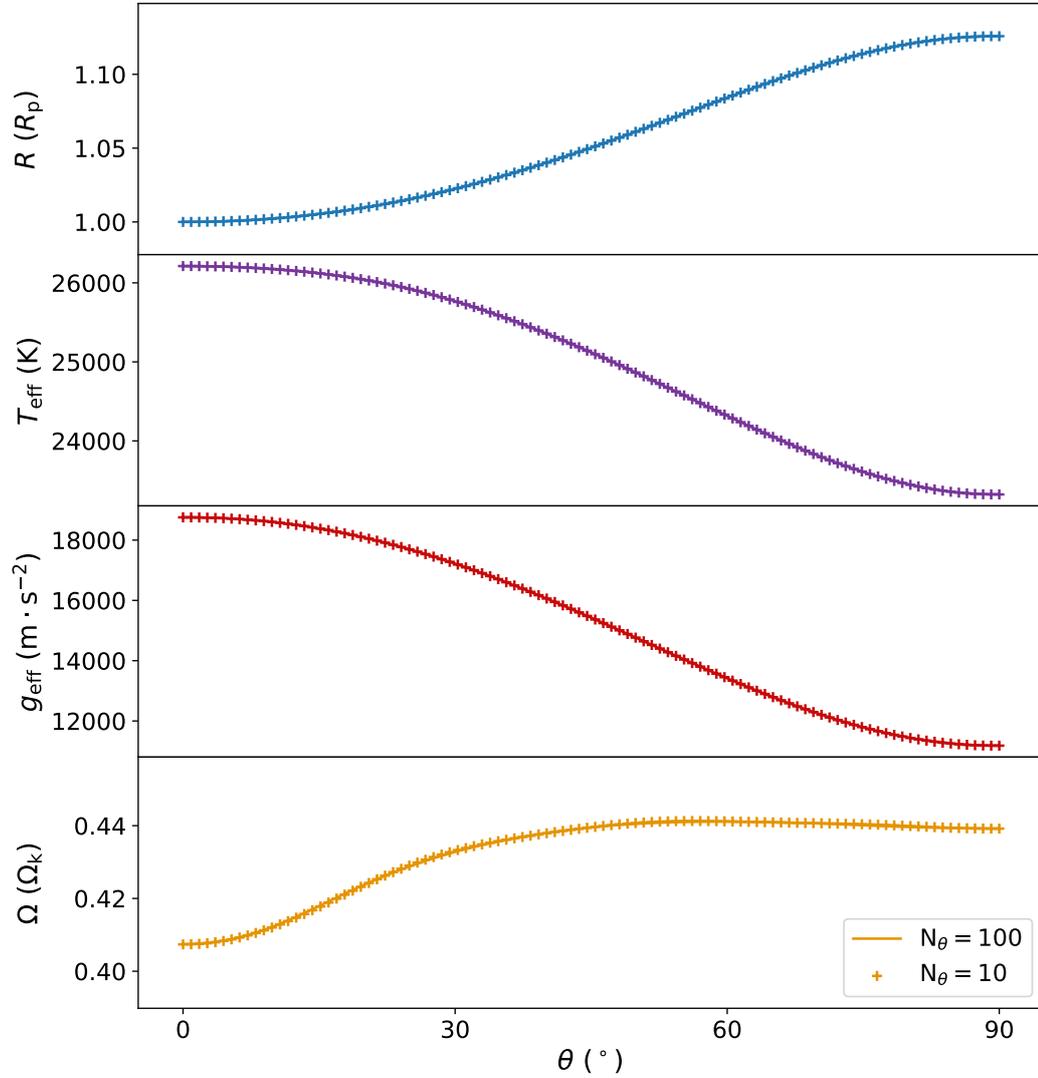


Fig. A.1.: Valeurs de 4 paramètres à la surface d'un modèle ESTER de $10 M_\odot$ avec $\omega = 0.5$, en fonction de la co-latitude θ , pour 2 résolutions en latitude : $N_\theta = 10$ (croix) et $N_\theta = 100$ (trait plein).

Codes, bases de données, et autres références

Les différents codes, langages informatiques, bases de données, et paquets importants utilisés pour conduire ce projet sont listés ici.

B.1 Modélisation

- ESTER : modèles d'intérieur stellaire complet en rotation rapide en 2D. ESPINOSA LARA et RIEUTORD, 2013. <http://ester-project.github.io/ester/>
- ω -model : modèle analytique d'assombrissement gravitationnel associé à un modèle de Roche pour le calcul des paramètres de surface de rotateurs rapides. ESPINOSA LARA et RIEUTORD, 2011.
- TOP : calcul de pulsations en rotation rapide en 2D. REESE, MACGREGOR et al., 2009.
- PHOENIX : modèles d'atmosphère et calcul de transfert radiatif pour la production de spectres. HUSSER et al., 2013. <http://phoenix.astro.physik.uni-goettingen.de/>.
- ESTERIAS : Ajustement de données observationnelles multiples à l'aide de modèles ESTER. BOUCHAUD et al., 2020.

B.2 Langages informatiques

L'intégralité du code ESTERIAS, au cœur de ce projet, a été écrite dans le langage Python, version 3.7 (Python Software Foundation. Python Language Reference, version 3.7. Disponible à <http://www.python.org>). En plus des paquets habituels abondamment utilisés (Numpy, Scipy, Matplotlib, accessibles à <https://www.scipy.org/>), certains paquets méritent d'être mentionnés :

- Emcee : paquet d'ajustement de données d'après la méthode MCMC. FOREMAN-MACKEY et al., 2013. <https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>.
- Astropy : paquet offrant divers outils et fonctionnalités concernant l'astrophysique en Python. ASTROPY COLLABORATION et al., 2013. <https://docs.astropy.org/en/stable/index.html>.

B.3 Données d'observation

B.3.1 Interférométrie

- VLTI/PIONIER : 8 observations (5 en septembre 2011, 3 en octobre 2014) en bande H. Les données réduites sont libres d'accès, accessibles à <http://oidb.jmmc.fr/index.html>.
- VLTI/GRAVITY : 6 observations sur deux nuits en juin 2016 en bande K. SVT, haute résolution. Les données non réduites peuvent être obtenues dans les archives officielles de l'ESO : http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html, et peuvent être réduites grâce aux outils python proposés par le consortium GRAVITY : http://version-lesia.obspm.fr/repos/DRS_gravity/python_tools/.

B.3.2 Spectroscopie

- 5 spectres échelle récoltés en octobre 2003, de 3850 à 6800 Å, à résolution $R \sim 42\,000$. Les fichiers bruts sont disponibles à <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>.

B.3.3 Sismologie

- Dans ce projet, seules les fréquences et amplitudes des modes de pulsations obtenus par BUZASI et al. (2005). Ceux-ci ont été extraits des courbes de lumière récoltées par l'instrument WIRE en octobre et novembre 1999. Données non publiques.

Bibliographie

- AERTS, C., J. CHRISTENSEN-DALSGAARD et D. W. KURTZ (2010). *Asteroseismology*. Springer Science (cf. p. 7, 8, 11, 71).
- ASPLUND, M., N. GREVESSE et A. J. SAUVAL (2005). „The Solar Chemical Composition“. In : *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Sous la dir. d'III BARNES Thomas G. et Frank N. BASH. T. 336. ASP Conference Series. Astronomical Society of the Pacific, p. 25 (cf. p. 86, 110).
- ASPLUND, M., N. GREVESSE, A. J. SAUVAL et P. SCOTT (sept. 2009). „The Chemical Composition of the Sun“. In : *ARA&A* 47.1, p. 481-522. arXiv : 0909.0948 [astro-ph.SR] (cf. p. 88).
- ASTROPY COLLABORATION, Thomas P. ROBITAILLE, Erik J. TOLLERUD et al. (oct. 2013). „Astropy : A community Python package for astronomy“. In : *A&A* 558, A33, A33. arXiv : 1307.6212 [astro-ph.IM] (cf. p. 125).
- BALLOT, J., F. LIGNIÈRES, D. REESE et M. RIEUTORD (juil. 2010). „Gravity modes in rapidly rotating stars. Limits of perturbative methods“. In : *A&A* 518, A30, A30. arXiv : 1005.0275 [astro-ph.SR] (cf. p. 11).
- BARROS, S. C. C., D. L. POLLACCO, N. P. GIBSON et al. (jan. 2012). „High-precision transit observations of the exoplanet WASP-13b with the RISE instrument“. In : *MNRAS* 419.2, p. 1248-1253. arXiv : 1108.3996 [astro-ph.EP] (cf. p. 112).
- BASCHEK, B., M. SCHOLZ et R. WEHRSE (juin 1991). „The parameters R and Teff in stellar models and observations.“ In : *A&A* 246, p. 374 (cf. p. 114).
- BODENHEIMER, P. (juil. 1971). „Rapidly Rotating Stars. VII. Effects of Angular Momentum on Upper-Main Models“. In : *ApJ* 167, p. 153 (cf. p. 34, 35).
- BONAZZOLA, S., E. GOURGOULHON et J.-A. MARCK (nov. 1998). „Numerical approach for high precision 3D relativistic star models“. In : *Phys.Rev.D* 58.10, 104020, p. 104020. arXiv : astro-ph/9803086 [astro-ph] (cf. p. 39).
- BOUCHAUD, K., A. DOMICIANO DE SOUZA, M. RIEUTORD, D. R. REESE et P. KERVELLA (jan. 2020). „A realistic two-dimensional model of Altair“. In : *A&A* 633, A78, A78. arXiv : 1912.03138 [astro-ph.SR] (cf. p. 41, 125).
- BUZASI, D. L. (jan. 2004). „The performance of a high-precision photometry mission in space“. In : *Stellar Structure and Habitable Planet Finding*. Sous la dir. de F. FAVATA, S. AIGRAIN et A. WILSON. T. 538. ESA Special Publication, p. 205-213 (cf. p. 94).

- BUZASI, D. L., H. BRUNTT, T. R. BEDDING et al. (fév. 2005). „Altair : The Brightest δ Scuti Star“. In : ApJ 619, p. 1072-1076. eprint : astro-ph/0405127 (cf. p. 71, 78, 93, 126).
- CARPENTER, K. G., A. SLETTEBAK et G. SONNEBORN (nov. 1984). „Rotational velocities of later B type and A type stars as determined from ultraviolet versus visual line profiles“. In : ApJ 286, p. 741-746 (cf. p. 70).
- CHAMBERS, R. H. (jan. 1976). „Stellar Models with Differential Rotation and Meridional Circulation.“ Thèse de doct. UNIVERSITY OF TORONTO (CANADA). (cf. p. 35).
- CHANDRASEKHAR, S. (mar. 1933). „The equilibrium of distorted polytropes. I. The rotational problem“. In : MNRAS 93, p. 390-406 (cf. p. 34).
- CHE, X., J. D. MONNIER, M. ZHAO et al. (mai 2011). „Colder and Hotter : Interferometric Imaging of β Cassiopeiae and α Leonis“. In : ApJ 732.2, 68, p. 68. arXiv : 1105.0740 [astro-ph.SR] (cf. p. 37).
- CLARET, A. (nov. 2000). „A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. Calculations for $-5.0 \leq \log[M/H] \leq +1$, $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50000 \text{ K}$ at several surface gravities“. In : A&A 363, p. 1081-1190 (cf. p. 55, 99).
- CLARET, A. (oct. 2018). „A new method to compute limb-darkening coefficients for stellar atmosphere models with spherical symmetry : the space missions TESS, Kepler, CoRoT, and MOST“. In : A&A 618, A20, A20. arXiv : 1804.10135 [astro-ph.SR] (cf. p. 55).
- CLEMENT, M. J. (déc. 1974). „On the solution of Poisson’s equation for rapidly rotating stars.“ In : ApJ 194, p. 709-714 (cf. p. 34).
- CLEMENT, M. J. (juin 1978). „On the solution of the equilibrium equations for rapidly rotating stars.“ In : ApJ 222, p. 967-975 (cf. p. 35).
- CLEMENT, M. J. (mai 1979). „On the equilibrium and secular instability of rapidly rotating stars.“ In : ApJ 230, p. 230-242 (cf. p. 35).
- COLLINS G. W., II (nov. 1963). „Continuum Emission from a Rapidly Rotating Stellar Atmosphere.“ In : ApJ 138, p. 1134 (cf. p. 37, 45).
- CUTRI, R. M., M. F. SKRUTSKIE, S. VAN DYK et al. (juin 2003). „VizieR Online Data Catalog : 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003)“. In : VizieR Online Data Catalog, II/246, p. II/246 (cf. p. 74).
- DOMICIANO DE SOUZA, A., K. BOUCHAUD, M. RIEUTORD, F. ESPINOSA LARA et B. PUTIGNY (nov. 2018). „The evolved fast rotator Sargas. Stellar parameters and evolutionary status from VLTI/PIONIER and VLT/UVES“. In : A&A 619, A167, A167. arXiv : 1810.09903 [astro-ph.SR] (cf. p. 21, 22).
- DOMICIANO DE SOUZA, A., P. KERVELLA, S. JANKOV, L. ABE et al. (août 2003). „The spinning-top Be star Achernar from VLTI-VINCI“. In : A&A 407, p. L47-L50. arXiv : astro-ph/0306277 [astro-ph] (cf. p. 117).
- DOMICIANO DE SOUZA, A., P. KERVELLA, S. JANKOV, F. VAKILI et al. (nov. 2005). „Gravitational-darkening of Altair from interferometry“. In : A&A 442.2, p. 567-578 (cf. p. 70, 101, 109).
- DOMICIANO DE SOUZA, A., F. VAKILI, S. JANKOV, E. JANOT-PACHECO et L. ABE (oct. 2002). „Modelling rapid rotators for stellar interferometry“. In : A&A 393, p. 345-357 (cf. p. 30).
- DRAVINS, D. (jan. 1982). „Photospheric spectrum line asymmetries and wavelength shifts“. In : ARA&A 20, p. 61-89 (cf. p. 55).

- DUCATI, J. R. (jan. 2002). „VizieR Online Data Catalog : Catalogue of Stellar Photometry in Johnson’s 11-color system.“ In : VizieR Online Data Catalog (cf. p. 69, 74).
- ERIGUCHI, Y. (jan. 1978). „Hydrostatic Equilibria of Rotating Polytropes“. In : PASJ 30, p. 507-518 (cf. p. 35).
- ERIGUCHI, Y. et E. MUELLER (mai 1985). „A general computational method for obtaining equilibria of self-gravitating and rotating gases“. In : A&A 146.2, p. 260-268 (cf. p. 35).
- ERIGUCHI, Y. et E. MUELLER (août 1991). „Structure of rapidly rotating axisymmetric stars. I - A numerical method for stellar structure and meridional circulation“. In : A&A 248.2, p. 435-447 (cf. p. 35).
- ERSPAMER, D. et P. NORTH (fév. 2003). „Automated spectroscopic abundances of A and F-type stars using echelle spectrographs. II. Abundances of 140 A-F stars from ELODIE“. In : A&A 398, p. 1121-1135. arXiv : astro-ph/0210065 [astro-ph] (cf. p. 110).
- ESPINOSA LARA, F. et M. RIEUTORD (août 2007). „The dynamics of a fully radiative rapidly rotating star enclosed within a spherical box“. In : A&A 470.3, p. 1013-1022 (cf. p. 35).
- ESPINOSA LARA, F. et M. RIEUTORD (sept. 2011). „Gravity darkening in rotating stars“. In : A&A 533, A43, A43. arXiv : 1109.3038 [astro-ph.SR] (cf. p. 45, 46, 125).
- ESPINOSA LARA, F. et M. RIEUTORD (avr. 2013). „Self-consistent 2D models of fast-rotating early-type stars“. In : A&A 552, A35, A35. arXiv : 1212.0778 [astro-ph.SR] (cf. p. 36, 38, 111, 125).
- EVANO, Benjamin, François LIGNIÈRES et Bertrand GEORGEOT (nov. 2019). „Regularities in the spectrum of chaotic p-modes in rapidly rotating stars“. In : A&A 631, A140, A140. arXiv : 1908.05143 [astro-ph.SR] (cf. p. 12).
- FIELDS, D. L., M. D. ALBROW, J. AN et al. (oct. 2003). „High-Precision Limb-Darkening Measurement of a K3 Giant Using Microlensing“. In : ApJ 596.2, p. 1305-1319. arXiv : astro-ph/0303638 [astro-ph] (cf. p. 112).
- FLOHIC, Helene M. L. (déc. 2008). „Interpreting double-peaked emission line profile variability in AGNs using models for accretion disk structures“. Thèse de doct. The Pennsylvania State University (cf. p. 27).
- FOREMAN-MACKEY, D., D. W. HOGG, D. LANG et J. GOODMAN (mar. 2013). „emcee : The MCMC Hammer“. In : PASP 125, p. 306. arXiv : 1202.3665 [astro-ph.IM] (cf. p. 65, 125).
- GAGNIER, D., M. RIEUTORD, C. CHARBONNEL, B. PUTIGNY et F. ESPINOSA LARA (mai 2019). „Critical angular velocity and anisotropic mass loss of rotating stars with radiation-driven winds“. In : A&A 625, A88, A88. arXiv : 1904.05089 [astro-ph.SR] (cf. p. 15, 43).
- GARCÍA HERNÁNDEZ, A., S. MARTÍN-RUIZ, Mário J.P.F.G. MONTEIRO et al. (oct. 2015). „Observational $\Delta\nu - \rho$ Relation for δ Sct Stars using Eclipsing Binaries and Space Photometry“. In : apjl 811.2, L29, p. L29. arXiv : 1509.01111 [astro-ph.SR] (cf. p. 13, 91).
- GARCÍA HERNÁNDEZ, A., A. MOYA, E. MICHEL et al. (oct. 2009). „Asteroseismic analysis of the CoRoT δ Scuti star <ASTROBJ>HD 174936</ASTROBJ>“. In : A&A 506.1, p. 79-83. arXiv : 0908.2601 [astro-ph.SR] (cf. p. 12).
- GARCÍA HERNÁNDEZ, A., J. C. SUÁREZ, A. MOYA et al. (oct. 2017). „Precise surface gravities of δ Scuti stars from asteroseismology“. In : MNRAS 471.1, p. L140-L144. arXiv : 1707.06835 [astro-ph.SR] (cf. p. 13).

- GEORGY, C., S. EKSTRÖM, A. GRANADA et al. (mai 2013). „Populations of rotating stars. I. Models from 1.7 to 15 M sun at $Z = 0.014, 0.006,$ and 0.002 with Ω/Ω_{crit} between 0 and 1“. In : A&A 553, A24, A24. arXiv : 1303.2321 [astro-ph.SR] (cf. p. 15, 16, 19, 20).
- GRAY, D. F. (1976). The observation and analysis of stellar photospheres. Wiley (cf. p. 24).
- GREVESSE, N. et A. NOELS (jan. 1993). „Cosmic abundances of the elements.“ In : Origin and Evolution of the Elements. Sous la dir. de N. PRANTZOS, E. VANGIONI-FLAM et M. CASSE, p. 15-25 (cf. p. 44, 86).
- GUSTAFSSON, B., B. EDVARDSSON, K. ERIKSSON et al. (août 2008). „A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties“. In : A&A 486.3, p. 951-970. arXiv : 0805.0554 [astro-ph] (cf. p. 53).
- HACHISU, I. (juil. 1986a). „A Versatile Method for Obtaining Structures of Rapidly Rotating Stars“. In : ApJS 61, p. 479 (cf. p. 35).
- HACHISU, I. (nov. 1986b). „A Versatile Method for Obtaining Structures of Rapidly Rotating Stars. II. Three-dimensional Self-consistent Field Method“. In : ApJS 62, p. 461 (cf. p. 35).
- HACHISU, I., Y. ERIGUCHI et D. SUGIMOTO (juil. 1982). „Rapidly Rotating Polytropes and Concave Hamburger Equilibrium“. In : Progress of Theoretical Physics 68.1, p. 191-205 (cf. p. 35).
- HARRIS, W. F. (2006). „Curvature of ellipsoids and other surfaces“. In : Ophthalmic and Physiological Optics 26.5, p. 497-501 (cf. p. 113).
- HARWIT, M. (2006). Astrophysical Concepts. Springer Science (cf. p. 71).
- HEITER, U. et K. ERIKSSON (juin 2006). „Geometry of giant star model atmospheres : a consistency test“. In : A&A 452.3, p. 1039-1048. arXiv : astro-ph/0603273 [astro-ph] (cf. p. 114).
- HILLIER, D. J. et D. L. MILLER (mar. 1998). „The Treatment of Non-LTE Line Blanketing in Spherically Expanding Outflows“. In : ApJ 496, p. 407-427 (cf. p. 53).
- HUSSER, T. -O., S. WENDE-VON BERG, S. DREIZLER et al. (mai 2013). „A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra“. In : A&A 553, A6, A6. arXiv : 1303.5632 [astro-ph.SR] (cf. p. 53, 54, 125).
- JACKSON, S. (août 1970). „Rapidly Rotating Stars. V. The Coupling of the Henyey and the Self-Consistent Methods“. In : ApJ 161, p. 579 (cf. p. 34).
- JACKSON, S., K. B. MACGREGOR et A. SKUMANICH (mai 2004). „Models for the Rapidly Rotating Be Star Achernar“. In : ApJ 606, p. 1196-1199 (cf. p. 35).
- JACKSON, S., K. B. MACGREGOR et A. SKUMANICH (fév. 2005). „On the Use of the Self-consistent-Field Method in the Construction of Models for Rapidly Rotating Main-Sequence Stars“. In : ApJS 156.2, p. 245-264 (cf. p. 35).
- JAMES, R. A. (août 1964). „The Structure and Stability of Rotating Gas Masses.“ In : ApJ 140, p. 552 (cf. p. 34).
- KIPPENHAHN, R. et A. WEIGERT (1990). Stellar Structure and Evolution. Springer-Verlag (cf. p. 95).
- KURUCZ, R. L. (2005). „ATLAS12, SYNTHÉ, ATLAS9, WIDTH9, et cetera“. In : Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi 8, p. 14 (cf. p. 52).

- LACHAUME, R., C. DOMINIK, T. LANZ et H. J. HABING (août 1999). „Age determinations of main-sequence stars : combining different methods“. In : A&A 348, p. 897-909 (cf. p. 109).
- LAMERS, H. J. G. L. M., T. P. SNOW et D. M. LINDHOLM (déc. 1995). „Terminal Velocities and the Bistability of Stellar Winds“. In : ApJ 455, p. 269 (cf. p. 14).
- LAPEYRERE, V., P. KERVELLA, S. LACOUR et al. (2014). „GRAVITY data reduction software“. In : Proceedings of the SPIE, Volume 9146, id. 91462D 9 pp. (2014). T. 9146. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 91462D (cf. p. 74).
- LE BOUQUIN, J. -B., J. -P. BERGER, B. LAZAREFF et al. (nov. 2011). „PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLT“. In : A&A 535, A67, A67. arXiv : 1109.1918 [astro-ph.IM] (cf. p. 73).
- LEDOUX, P. (nov. 1951). „The Nonradial Oscillations of Gaseous Stars and the Problem of Beta Canis Majoris.“ In : ApJ 114, p. 373 (cf. p. 9).
- LEDOUX, P. (jan. 1962). „Sur la forme asymptotique des pulsations radiales adiabatiques d'une étoile. I.“ In : Bulletin de l'Academie Royale de Belgique 48, p. 240-254 (cf. p. 11).
- LEFÈVRE, L., E. MICHEL, C. AERTS et al. (juil. 2009). „Instability domains of δ Scuti and Slowly Pulsating B stars : How will the CoRoT satellite help to determine the limits?“ In : Communications in Asteroseismology 158, p. 189 (cf. p. 12).
- LIGNIÈRES, F. et B. GEORGEOT (juin 2009). „Asymptotic analysis of high-frequency acoustic modes in rapidly rotating stars“. In : A&A 500.3, p. 1173-1192. arXiv : 0903.1768 [astro-ph.SR] (cf. p. 12, 13).
- LUCY, L. B. (jan. 1967). „Gravity-Darkening for Stars with Convective Envelopes“. In : ZAp 65, p. 89 (cf. p. 5, 44).
- MAEDER, A. (jan. 1992). „The ρ -inversion and the geyser model for supergiant envelopes“. In : Instabilities in Evolved Super- and Hypergiants. Sous la dir. de C. DE JAGER et H. NIEUWENHUIJZEN, p. 138 (cf. p. 43).
- MAEDER, A. (2009). Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars. Springer (cf. p. 4, 5).
- MALAGNINI, M. L. et C. MOROSI (nov. 1990). „Accurate absolute luminosities, effective temperatures, radii, masses and surface gravities for a selected sample of field stars.“ In : A&AS 85, p. 1015 (cf. p. 70, 80, 107).
- MARION, L., O. ABSIL, S. ERTEL et al. (oct. 2014). „Searching for faint companions with VLT/PIONIER. II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey“. In : A&A 570, A127, A127. arXiv : 1409.6105 [astro-ph.SR] (cf. p. 73).
- MATHYS, G. (déc. 1988). „The upper main sequence of OB associations. I. Spectral types and lines of C and N of southern single-lined O stars.“ In : A&AS 76, p. 427-444 (cf. p. 23).
- MILLOUR, F. (déc. 2006). „Interférométrie différentielle avec AMBER“. Thèse de doct. LAOG - Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, LUAN - Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice (cf. p. 30, 31).
- MONNIER, J. D., M. ZHAO, E. PEDRETTI et al. (juil. 2007). „Imaging the Surface of Altair“. In : Science 317, p. 342. arXiv : 0706.0867 (cf. p. 32, 53, 70, 72, 74, 89, 98, 99, 101, 117).
- MOREL, P. et Y. LEBRETON (août 2008). „CESAM : a free code for stellar evolution calculations“. In : Ap&SS 316.1-4, p. 61-73. arXiv : 0801.2019 [astro-ph] (cf. p. 39, 109).

- NAZÉ, Y., J. -M. VREUX et G. RAUW (juin 2001). „What is the real nature of HD 108 ?“ In : A&A 372, p. 195-207. arXiv : astro-ph/0104441 [astro-ph] (cf. p. 2).
- NEILSON, H. R. et J. B. LESTER (août 2013). „Spherically symmetric model stellar atmospheres and limb darkening. II. Limb-darkening laws, gravity-darkening coefficients and angular diameter corrections for FGK dwarf stars“. In : A&A 556, A86, A86. arXiv : 1306.6640 [astro-ph.SR] (cf. p. 114).
- NEINER, C., S. MATHIS, H. SAIO et al. (mar. 2012). „Seismic modelling of the late Be stars HD 181231 and HD 175869 observed with CoRoT : a laboratory for mixing processes“. In : A&A 539, A90, A90 (cf. p. 16).
- NUÑEZ, P. D., N. J. SCOTT, B. MENNESSON et al. (déc. 2017). „A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. VI. Extending the exozodiacal light survey with CHARA/JouFLU“. In : A&A 608, A113, A113. arXiv : 1709.01655 [astro-ph.SR] (cf. p. 110).
- OHISHI, N., T. E. NORDGREN et D. J. HUTTER (sept. 2004). „Asymmetric Surface Brightness Distribution of Altair Observed with the Navy Prototype Optical Interferometer“. In : ApJ 612.1, p. 463-471. arXiv : astro-ph/0405301 [astro-ph] (cf. p. 70).
- OHTA, Yasuhiro, Atsushi TARUYA et Yasushi SUTO (avr. 2005). „The Rossiter-McLaughlin Effect and Analytic Radial Velocity Curves for Transiting Extrasolar Planetary Systems“. In : ApJ 622.2, p. 1118-1135. arXiv : astro-ph/0410499 [astro-ph] (cf. p. 27).
- OSAKI, Y. (jan. 1971). „Non-Radial Oscillations and the Beta Canis Majoris Phenomenon“. In : PASJ 23, p. 485 (cf. p. 33).
- OSTRIKER, J. P. et J. W. -K. MARK (mar. 1968). „Rapidly rotating stars. I. The self-consistent-field method“. In : ApJ 151, p. 1075-1088 (cf. p. 34, 35).
- OUAZZANI, Rhita-Maria., I. W. ROXBURGH et M. -A. DUPRET (juil. 2015). „Pulsations of rapidly rotating stars. II. Realistic modelling for intermediate-mass stars“. In : A&A 579, A116, A116. arXiv : 1505.01088 [astro-ph.SR] (cf. p. 13).
- OUAZZANI, Rhita-Maria, J. P. MARQUES, M. -J. GOUPIL et al. (juin 2019). „ γ Doradus stars as a test of angular momentum transport models“. In : A&A 626, A121, A121. arXiv : 1801.09228 [astro-ph.SR] (cf. p. 13).
- OUAZZANI, Rhita-Maria, S. J. A. J. SALMON, V. ANTOCI et al. (fév. 2017). „A new asteroseismic diagnostic for internal rotation in γ Doradus stars“. In : MNRAS 465.2, p. 2294-2309. arXiv : 1610.06184 [astro-ph.SR] (cf. p. 13).
- PALACIOS, A., M. GEBRAN, E. JOSSELIN et al. (juin 2010). „POLLUX : a database of synthetic stellar spectra“. In : A&A 516, A13, A13. arXiv : 1003.4682 [astro-ph.SR] (cf. p. 52).
- PASEK, M., F. LIGNIÈRES, B. GEORGEOT et D. REESE (oct. 2012). „Regular oscillation sub-spectrum of rapidly rotating stars“. In : A&A 546, A11, A11. arXiv : 1205.6689 [astro-ph.SR] (cf. p. 93, 94).
- PAVLENKO, Ya. V., J. S. JENKINS, H. R. A. JONES, O. IVANYUK et D. J. PINFIELD (mai 2012). „Effective temperatures, rotational velocities, microturbulent velocities and abundances in the atmospheres of the Sun, HD 1835 and HD 10700“. In : MNRAS 422.1, p. 542-552. arXiv : 1201.5099 [astro-ph.SR] (cf. p. 2).
- PERRYMAN, M. A. C., L. LINDEGREN, J. KOVALEVSKY et al. (juil. 1997). „The Hipparcos Catalogue.“ In : A&A 500, p. 501-504 (cf. p. 106).

- PETERSON, D. M., C. A. HUMMEL, T. A. PAULS et al. (jan. 2006). „Resolving the Effects of Rotation in Altair with Long-Baseline Interferometry“. In : *ApJ* 636.2, p. 1087-1097. arXiv : astro-ph/0509236 [astro-ph] (cf. p. 70, 71, 80, 86, 107, 109).
- PLEZ, B. (jan. 1990). „The importance of sphericity and opacity sources for determination of abundances in cool giants and supergiants“. In : *Mem. Soc. Astron. Italiana* 61.3, p. 765-786 (cf. p. 114).
- REDFIELD, S. et J. L. LINSKY (mar. 2005). „Monitoring Altair’s far-ultraviolet emission lines for variability over a stellar rotation period“. In : *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*. Sous la dir. de F. FAVATA, G. A. J. HUSSAIN et B. BATTRICK. T. 560. ESA Special Publication, p. 903 (cf. p. 71, 111).
- REESE, D. (oct. 2006). „La modélisation des oscillations d’étoiles en rotation rapide“. Thèse de doct. Université Toulouse III - Paul Sabatier (cf. p. 10, 11).
- REESE, D., F. LIGNIÈRES et M. RIEUTORD (août 2006). „Acoustic oscillations of rapidly rotating polytropic stars. II. Effects of the Coriolis and centrifugal accelerations“. In : *A&A* 455.2, p. 621-637. arXiv : astro-ph/0605503 [astro-ph] (cf. p. 92).
- REESE, D., F. LIGNIÈRES et M. RIEUTORD (avr. 2008). „Regular patterns in the acoustic spectrum of rapidly rotating stars“. In : *A&A* 481.2, p. 449-452. arXiv : 0801.4630 [astro-ph] (cf. p. 13, 93).
- REESE, D., K. B. MACGREGOR, S. JACKSON, A. SKUMANICH et T. S. METCALFE (oct. 2009). „Pulsation modes in rapidly rotating stellar models based on the self-consistent field method“. In : *A&A* 506.1, p. 189-201. arXiv : 0903.4854 [astro-ph.SR] (cf. p. 92, 125).
- REESE, D., V. PRAT, C. BARBAN, C. VAN ’T VEER-MENNERET et K. B. MACGREGOR (fév. 2013). „Mode visibilities in rapidly rotating stars“. In : *A&A* 550, A77, A77. arXiv : 1212.2384 [astro-ph.SR] (cf. p. 94).
- REINERS, A. et F. ROYER (déc. 2004). „Altair’s inclination from line profile analysis“. In : *A&A* 428, p. 199-204. arXiv : astro-ph/0408194 [astro-ph] (cf. p. 70, 71, 76, 107).
- RIEUTORD, M. (jan. 2006). „Stellar fluid dynamics and numerical simulations : from the sun to neutron stars“. In : *EAS Publications Series*. T. 21. EAS Publications Series (cf. p. 5).
- RIEUTORD, M. (2015). *Fluid Dynamics - An Introduction*. Springer (cf. p. 6).
- RIEUTORD, M. (2016). „Physical Processes Leading to Surface Inhomogeneities : The Case of Rotation“. In : *Cartography of the Sun and the Stars*. Sous la dir. de Jean-Pierre ROZELOT et Coralie NEINER. T. 914. Springer-Verlag, p. 101 (cf. p. 5, 38, 44-46).
- RIEUTORD, M. et F. ESPINOSA LARA (2013). „Ab Initio Modelling of Steady Rotating Stars“. In : *Studying Stellar Rotation and Convection*. Sous la dir. de Mariejo GOUPIL, Kévin BELKACEM, Coralie NEINER, Francois LIGNIÈRES et John J. GREEN. T. 865. Springer-Verlag, p. 49 (cf. p. 39, 40).
- RIEUTORD, M., F. ESPINOSA LARA et B. PUTIGNY (août 2016). „An algorithm for computing the 2D structure of fast rotating stars“. In : *Journal of Computational Physics* 318, p. 277-304. arXiv : 1605.02359 [astro-ph.SR] (cf. p. 42).
- ROBERT, C. et G. CASELLA (août 2008). „A Short History of Markov Chain Monte Carlo : Subjective Recollections from Incomplete Data“. In : *arXiv e-prints*, arXiv :0808.2902, arXiv :0808.2902. arXiv : 0808.2902 [stat.CO] (cf. p. 64).

- ROBRADÉ, J. et J. H. M. M. SCHMITT (avr. 2009). „Altair - the “hottest” magnetically active star in X-rays“. In : A&A 497.2, p. 511-520. arXiv : 0903.0966 [astro-ph.SR] (cf. p. 71, 111).
- ROGERS, F. J., F. J. SWENSON et C. A. IGLESIAS (jan. 1996). „OPAL Equation-of-State Tables for Astrophysical Applications“. In : ApJ 456, p. 902 (cf. p. 39).
- ROXBURGH, I. W. (déc. 2004). „2-dimensional models of rapidly rotating stars I. Uniformly rotating zero age main sequence stars“. In : A&A 428, p. 171-179 (cf. p. 35).
- ROXBURGH, I. W. (août 2006). „2-dimensional models of rapidly rotating stars. II. Hydrostatic and acoustic models with $\Omega=\Omega(r,\theta)$ “. In : A&A 454.3, p. 883-888 (cf. p. 35).
- ROXBURGH, I. W., J. S. GRIFFITH et P. A. SWEET (jan. 1965). „On Models of Non Spherical Stars I. The Theory of Rapidly Rotating Main Sequence Stars“. In : ZAp 61, p. 203 (cf. p. 34).
- ROYER, F. (2009). „On the Rotation of A-Type Stars“. In : The Rotation of Sun and Stars. T. 765. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, p. 207-230 (cf. p. 2, 3, 75).
- SCHALLER, G., D. SCHAEERER, G. MEYNET et A. MAEDER (déc. 1992). „New grids of stellar models from 0.8 to 120 M sun at $Z=0.020$ and $Z=0.001$ “. In : A&AS 96, p. 269 (cf. p. 18, 70, 107).
- SCHEINER, J. (sept. 1889). „Vorläufige Mittheilung über Untersuchungen an photographischen Aufnahmen von Sternspectren“. In : Astronomische Nachrichten 122.19, p. 321 (cf. p. 69).
- SILVA AGUIRRE, V. (jan. 2018). „Stellar Evolution and Modelling Stars“. In : Asteroseismology and Exoplanets, Listening to the Stars and Searching for New Worlds. Sous la dir. de Tiago L. CAMPANTE, Nuno C. SANTOS et Mário J. P. F. G. MONTEIRO. T. 49, p. 3. arXiv : 1711.04461 [astro-ph.SR] (cf. p. 21).
- SIMÓN-DÍAZ, S. et A. HERRERO (juin 2007). „Fourier method of determining the rotational velocities in OB stars“. In : A&A 468.3, p. 1063-1073. arXiv : astro-ph/0703216 [astro-ph] (cf. p. 24).
- STOECKLEY, T. R. (1968). „Determination of aspect and degree of differential rotation, from line profiles in rapidly rotating stars“. In : MNRAS 140, p. 121 (cf. p. 70).
- STOECKLY, R. (juil. 1965). „Polytropic Models with Fast, Non-Uniform Rotation“. In : ApJ 142, p. 208-228 (cf. p. 34).
- SUÁREZ, J. C., H. BRUNTT et D. BUZASI (août 2005). „Modelling of the fast rotating δ Scuti star Altair“. In : A&A 438.2, p. 633-641. arXiv : astro-ph/0503355 [astro-ph] (cf. p. 71, 92, 95).
- SUÁREZ, J. C., A. GARCÍA HERNÁNDEZ, A. MOYA et al. (mar. 2014). „Measuring mean densities of δ Scuti stars with asteroseismology. Theoretical properties of large separations using TOUCAN“. In : A&A 563, A7, A7. arXiv : 1402.0723 [astro-ph.SR] (cf. p. 13, 14).
- SWEET, I. P. A. et A. E. ROY (jan. 1953). „The structure of rotating stars.“ In : MNRAS 113, p. 701 (cf. p. 34).
- SWIHART, Samuel J., E. Victor GARCIA, Keivan G. STASSUN et al. (jan. 2017). „A Catalog of Calibrator Stars for Next-generation Optical Interferometers“. In : AJ 153.1, 16, p. 16. arXiv : 1610.04600 [astro-ph.SR] (cf. p. 74).

- TASSOUL, M. (août 1980). „Asymptotic approximations for stellar nonradial pulsations.“ In : ApJS 43, p. 469-490 (cf. p. 14).
- URYU, K. et Y. ERIGUCHI (juil. 1994). „Structures of Rapidly Rotating Baroclinic Stars - Part One - a Numerical Method for the Angular Velocity Distribution“. In : MNRAS 269, p. 24 (cf. p. 35).
- VAN BELLE, G. T., D. R. CIARDI, R. R. THOMPSON, R. L. AKESON et E. A. LADA (oct. 2001). „Altair’s Oblateness and Rotation Velocity from Long-Baseline Interferometry“. In : ApJ 559, p. 1155-1164 (cf. p. 29, 70).
- VAN LEEUWEN, F. (nov. 2007). „Validation of the new Hipparcos reduction“. In : A&A 474.2, p. 653-664. arXiv : 0708.1752 [astro-ph] (cf. p. 69, 80, 106).
- VAN REETH, T., A. TKACHENKO, C. AERTS et al. (fév. 2015). „Detecting non-uniform period spacings in the Kepler photometry of γ Doradus stars : methodology and case studies“. In : A&A 574, A17, A17. arXiv : 1410.8178 [astro-ph.SR] (cf. p. 13).
- VINK, J. S., A. DE KOTER et H. J. G. L. M. LAMERS (avr. 2001). „Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity“. In : A&A 369, p. 574-588. arXiv : astro-ph/0101509 [astro-ph] (cf. p. 13).
- VON ZEIPEL, H. (juin 1924). „The radiative equilibrium of a rotating system of gaseous masses“. In : MNRAS 84, p. 665-683 (cf. p. 4, 44).

Table des figures

1.1	Vitesse projetée des étoiles	3
1.2	Génération de vorticité dans une étoile barocline	6
1.3	Diagramme HR des pulsateurs	8
1.4	Domaines de validité des méthodes perturbatives	10
1.5	Spectre en amplitude des variations de vitesse radiale du Soleil	11
1.6	Spectre d'oscillation Delta Scuti	12
1.7	Densité moyenne en fonction de la grande séparation obtenues pour 7 systèmes binaires. Un ajustement linéaire des points est indiqué en trait continu, ainsi que la relation d'échelle théorique pour des modèles sans rotation de δ Scuti de SUÁREZ, GARCÍA HERNÁNDEZ et al. (2014) en tirets-points, et la relation d'échelle pour les étoiles de type solaire de TASSOUL (1980) en tirets. La couleur indique la vitesse de rotation.	14
1.8	Diagramme de Hertzsprung-Russell	18
1.9	Tracés évolutifs dans le diagramme HR	20
1.10	Sargas dans le diagramme HR	22
1.11	Illustration de l'effet Doppler	23
1.12	Visualisation de l'élargissement rotationnel des raies spectrales par effet Doppler	25
1.13	Illustration de la largeur équivalente d'une raie spectrale	26
1.14	Visibilité théorique de différents objets	30
1.15	Schéma d'un interféromètre à 2 télescopes	31
2.1	Géométrie utilisée dans le code ESTER	40
2.2	Comparaison des modèles ESTER et $\omega - model$	46
2.3	Vue en coupe d'un modèle ESTER d'une étoile en rotation rapide	50
2.4	Grille visible de l'étoile	51
2.5	Triangulation pour l'interpolation des modèles d'atmosphère	56
2.6	Vitesse de rotation à la surface d'une étoile modélisée avec ESTER	57
2.7	Carte d'intensité d'une étoile modélisée	59
2.8	Exemple du processus de normalisation d'un spectre	61
2.9	Intensité PHOENIX en fonction de λ et μ	62
2.10	Validation du code sur une étoile uniforme	64
2.11	Exemple de corner plot permettant de visualiser les résultats d'un test MCMC	66

2.12	Diagramme de convergence et polynôme obtenu par test MCMC	67
3.1	Couverture uv des observations PIONIER et GRAVITY d'Altaïr	75
3.2	Visibilité carrée d'Altaïr mesurée par PIONIER et GRAVITY	76
3.3	Clôture de phase d'Altaïr mesurée par PIONIER et GRAVITY	77
3.4	Corner plot montrant les résultats du run MCMC de l' ω – model	81
3.5	Diagramme de convergence du run MCMC de l' ω – model	82
3.6	Spectre dans la raie MgII à deux résolutions de grille différentes	83
3.7	Valeurs de (i, Ω) pour le meilleur ω – model selon la métallicité des modèles d'atmosphère	85
3.8	Cartes de χ^2 de la comparaison de modèles ESTER aux données interférométriques et spectroscopiques	87
3.9	Courbes $\chi^2 = f(X_c/X)$ à Z fixé et position et valeur des minima de χ^2 pour $X = 0.739$	88
3.10	Distribution spectrale d'énergie des 6 meilleurs modèles	91
3.11	Représentation schématique des nombres quantiques utilisés pour les modes d'îlot	94
3.12	Fréquences d'oscillation des modes observés et théoriques pour 6 modèles ESTER, avant et après ajustement des masses	96
3.13	Spectre d'oscillations théorique complet du modèle $M = 1.863 M_{\odot}$, $X = 0.739$	97
3.14	Coupes méridiennes des modes d'îlot dans le meilleur modèle	98
3.15	Carte monochromatique d'intensité du meilleur modèle ESTER	100
3.16	Température de surface du meilleur modèle ESTER	101
3.17	Cartes monochromatiques d'intensité à différentes longueurs d'onde successives autour de 4481 \AA	102
3.18	Vitesse de rotation en coupe méridienne du meilleur modèle ESTER	103
3.19	Vitesse de rotation angulaire à la surface du meilleur modèle ESTER	103
3.20	Vitesse de rotation à la surface du meilleur modèle ESTER en fonction de la co-latitude	104
3.21	Vitesse de rotation à la surface du meilleur modèle ESTER projetée sur la ligne de visée	104
3.22	Observables interférométriques théoriques et observées pour le meilleur modèle ESTER	105
3.23	Spectre théorique et observé dans la raie du MgII pour le meilleur modèle ESTER	106
3.24	Fréquence de Brunt-Väisälä carrée du modèle final en fonction de la colatitude et du rayon associé	112
3.25	Rayons de courbure et rayon réel du meilleur modèle en fonction de la co-latitude	114
A.1	Comparaison d'un modèle ESTER à 2 résolutions en latitude	123

Liste des tableaux

3.1	Paramètres d'Altair dérivés à partir d'observations par MONNIER et al. (2007) et ajustement "à la main" d'un modèle ESTER	72
3.2	Observations d'Altair obtenues par l'instrument VLT/PIONIER.	74
3.3	Observations d'Altair obtenues par l'instrument VLT/GRAVITY.	74
3.4	Fréquences d'oscillations observées d'Altair	78
3.5	Résultats de l'ajustement des données interférométriques avec l' ω – model	81
3.6	Modèles optimaux obtenus par ajustement des données interférométriques et spectroscopiques avec ESTER	87
3.7	Reproduction du Tableau 3.4	93
3.8	Comparaison des paramètres fondamentaux d'Altair obtenus par MONNIER et al. (2007) et dans le travail présent	99

Colophon

This thesis was typeset with \LaTeX 2 ϵ . It uses the *Clean Thesis* style developed by Ricardo Langner. The design of the *Clean Thesis* style is inspired by user guide documents from Apple Inc.

Download the *Clean Thesis* style at <http://cleanthesis.der-ric.de/>.

