HAL
open science

Étude spectropolarimétrique des étoiles froides évoluées

Benjamin Tessore

▶ **To cite this version:**

Benjamin Tessore. Étude spectropolarimétrique des étoiles froides évoluées. Astrophysique [astro-ph]. Université Montpellier, 2017. Français. NNT : 2017MONTS030 . tel-01914954

HAL Id: tel-01914954

https://theses.hal.science/tel-01914954v1

Submitted on 7 Nov 2018

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 POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En Physique

École doctorale I2S

Unité de recherche LUPM – UMR 5299

Étude spectropolarimétrique des étoiles froides évoluées

Présentée par Benjamin Tessore

Le 09/10/2017

Sous la direction de Agnès Lèbre

Devant le jury composé de

Marianne Faurobert, Professeure, Université de Nice Sophia Antipolis	Rapportrice
Pierre Kervella , Astronome, Observatoire de Paris	Rapporteur
Agnès Lèbre, Astronome, Université de Montpellier	Directrice de thèse
François Ménard, Directeur de recherche, IPAG	Examinateur
Julien Morin, Maître de conférences, Université de Montpellier	Encadrant de thèse
Bertrand Plez, Professeur, Université de Montpellier	Président
Sophie Van Eck, Professeure, Université Libre de Bruxelles	Examinatrice

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

La simplicité est la réussite absolue. Après avoir joué une grande quantité de notes, toujours plus de notes, c'est la simplicité qui émerge comme une récompense venant couronner l'art.

Frédéric Chopin.

Remerciements

C'est une folie de haïr toutes les roses parce qu'une épine vous a piqué,
d'abandonner tous les rêves parce que l'un d'entre eux ne s'est pas réalisé,
de renoncer à toutes les tentatives parce qu'on a échoué.
C'est une folie de condamner toutes les amitiés parce qu'une vous a trahi,
de ne croire plus en l'amour juste parce qu'un d'entre eux a été infidèle,
de jeter toutes les chances d'être heureux juste parce que quelque chose n'est pas allé dans la bonne direction.
Il y aura toujours une autre occasion, un autre ami, un autre amour, une force nouvelle.
Pour chaque fin il y a toujours un nouveau départ.

Antoine de Saint-Exupéry.

C'est par ces quelques lignes du *Petit Prince* que je voudrais témoigner ma reconnaissance à ma famille, à mes amis et à toutes les personnes que j'ai côtoyées durant ces trois années de thèse, ces trois années si merveilleuses qu'elles m'ont parues une. Tous, je vous remercie, de m'avoir guidé, conforté, et soutenu, les mots sont simples, mais ils sont authentiques. C'est une belle lumière qui a éclairé notre rencontre, et au delà du travail, notre amitié. Comme il y a trois ans déjà, par cette page qui se tourne, c'est une nouvelle étoile qui naît. Merci.

Sommaire

Remerciements 3

Sommaire 5

Liste des notations utilisées 7

Introduction 9

1 Contexte astrophysique 11

2 Mesure et modélisation de la polarisation induite par un champ magnétique 27

3 Magnétisme de surface des étoiles froides et évoluées 45

4 Magnétisme de surface des supergéantes rouges 53

5 Photosphère des supergéantes rouges et polarisation linéaire 71

6 Pulsation - polarisation : le cas des étoiles variables pulsantes 109

Conclusions et perspectives 121

A Tables des observations du programme d'observation (LP) 127

B Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges 135

C Coefficients d'émission pour un atome à deux termes 145

Liste des figures 147

Liste des tables 149

Bibliographie 151

Publications 159

Table des matières 179

Liste des notations utilisées

Notations

$M_\star$	Masse stellaire
$L_\star$	Luminosité stellaire
$R_\star$	Rayon stellaire
T_{eff}	Température effective
$\boldsymbol{B}$	Champ magnétique
$\mathcal{R}$	Constante des gaz parfaits
g	Gravité
Ro	Nombre de Rossby

Principaux acronymes

SIB	*Star-In-a-Box*, simulation globale d'une étoile en géométrie cartésienne
ZDI	*Zeeman-Doppler Imaging*, imagerie tomographique des champs magnétiques stellaires
LSD	*Least-Squares Deconvolution*, déconvolution moindres-carrés des spectres
SS2	*Second Solar Spectrum*, le second spectre solaire
RGB	*Red Giant Branch*, branche des géantes rouges
AGB	*Asymptotic Giant Branch*, branche asymptotique des géantes
RSG	*Red supergiant*, supergéantes rouges
CSE	*Circumstellar envelope*, enveloppe circumstellaire
SNR	*Signal-to-Noise Ratio*, rapport signal à bruit

Unités et grandeurs

Constante des gaz parfait $\mathcal{R}$	8.3144598 $\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Intensité spécifique I	$\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$
Flux F	$\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$
Émissivité ϵ	$\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-3}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$
Absorption χ	m^{-1}
Élément de longueur ds	m

Introduction

Les étoiles de faible masse et de masse intermédiaire qui quittent la séquence principale évoluent sur la branche des géantes rouges puis au-delà sur la branche asymptotique des géantes (AGB). Parmi ces étoiles froides évoluées, les étoiles de l'AGB, subissant une perte de masse importante, contribuent fortement à l'enrichissement du milieu interstellaire en éléments chimiques. Malgré l'importance de cette perte de masse sur l'évolution de ces étoiles et de notre galaxie, les mécanismes qui en sont à l'origine ne sont pas très bien contraints. Les étoiles supergéantes rouges (RSG), contreparties massives des étoiles AGB, subissent elles aussi une forte perte de masse. La convection de surface, très intense, de ces étoiles abaisserait localement la gravité facilitant l'éjection de matière par la pression du rayonnement. De plus, au niveau des cellules de convection géantes, parsemant la surface des étoiles supergéantes, un champ magnétique peut être généré par effet dynamo et il contribuerait lui aussi à la forte perte de masse de ces étoiles.
Dans cette thèse, je rapporte la détection d'un champ magnétique à la surface des étoiles supergéantes μ Cep, CE Tau et α^1 Her, jusqu'alors seulement détecté pour Bételgeuse, prototype des étoiles supergéantes rouges.

Les signaux polarisés circulairement, utilisés dans la mesure des champs magnétiques, mesurés pour les précédentes étoiles supergéantes rouges sont trop faibles pour être détectable à l'échelle de raies individuelles. Pour autant, les spectres étudiés en lumière polarisée linéairement de ces étoiles, montrent des signaux d'amplitudes bien plus importantes qu'en lumière polarisée circulairement, mesurables à l'échelle de raies individuelles. L'origine de ces signaux n'est pas reliée au champ magnétique et provient de la dépolarisation du continu, lui même polarisé par diffusion (Rayleigh et Thomson). Cette polarisation linéaire observée due à la diffusion résulte de la présence d'asymétries à la surface du disque des étoiles RSG. Après une étude détaillée de la polarisation du continu des étoiles froides évoluées, de manière théorique, je m'intéresse aux mécanismes pouvant briser la symétrie du disque stellaire.
Pour les étoiles RSG, les cellules de convection géantes que l'on trouve à leur surface sont en mesure d'introduire des contrastes de brillance brisant la symétrie du disque. Ainsi, il est possible de relier les mesures spectropolarimétriques à la présence de structures à la surface des étoiles RSG. J'ai cartographié des structures, apparentées à la convection, à la surface des étoiles CE Tau et μ Cep et j'ai suivi leur évolution temporelle. Le temps d'évolution de ces structures est compatible avec le temps d'évolution de la convection déduite des observations interférométriques et des simulations numériques.
Un indice clef qui a permis de conclure que le spectre polarisé linéairement des étoiles RSG est dominé par la dépolarisation du continu est le profil de polarisation du doublet du sodium. Dans le cas du second spectre solaire (spectre polarisé linéairement du Soleil) ce doublet du sodium présente une forte polarisation intrinsèque due à des cohérences entre les niveaux hyperfins de l'atome. Afin de mieux comprendre pourquoi pour les étoiles RSG, à l'instar du Soleil, nous n'observons pas de polarisation intrinsèque dans le doublet D du sodium, je me suis intéressé à l'influence du niveau de polarisation du continu, plus élevé

pour les étoiles RSG que pour le Soleil, sur la polarisation intrinsèque du sodium ainsi que sur les régions de formation de ce doublet dans les atmosphères des étoiles précédentes.

Les étoiles AGB pulsantes de type Mira et les étoiles post-AGB de type RV Tauri montrent elles aussi des signaux polarisés linéairement mesurables à l'échelle de raies individuelles. En comparant les spectres polarisés linéairement des étoiles χ Cyg (Mira) et R Sct (RV Tauri) et le second spectre solaire j'en ai déduit que nous observons, à la différence du cas précédent des étoiles RSG, majoritairement de la polarisation de résonance, intrinsèque à chaque raie. Comme pour les étoiles supergéantes rouges, un spectre polarisé linéairement observable résulte de la présence d'une asymétrie sur le disque de χ Cyg et R Sct. Pour ces étoiles pulsantes, les inhomogénéités (en température, en densité, etc...) introduites par les ondes de chocs se propageant dans leur atmosphère, brisent la symétrie du disque. Ainsi, on se retrouve dans le cas où la polarisation de résonance des raies métalliques du spectre de ces pulsantes est amplifiée par le gradient de vitesse relatif aux ondes de chocs. Cet effet d' « éclaircissement Doppler » est déjà connu dans le cas solaire et son application aux cas des étoiles froides évoluées représente une avancée inédite dans l'étude de ces objets et une perspective prometteuse pour l'étude des ondes de chocs se propageant dans l'atmosphère de ces étoiles.

1

Contexte astrophysique

Sommaire

1.1 Stades évolutifs des étoiles froides 12
1.2 Atmosphères des étoiles froides 14
1.2.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes 15
1.2.2 Étoiles variables Mira et RV Tauri 17
1.2.3 Étoiles supergéantes rouges 19
1.3 Champ magnétique et dynamo solaire 21
1.4 Magnétisme des étoiles froides de séquence principale ($M_* < 1.1M_\odot$) . 22
1.5 Magnétisme des étoiles géantes rouges (RGB et AGB) 23
1.6 Magnétisme des étoiles RSG 24

Les étoiles froides occupent la partie droite du diagramme d'Hertzsprung-Russell. Parmi ces étoiles, on retrouve notamment les étoiles naines M de séquence principale, les étoiles évoluées de la branche asymptotique des géantes et les étoiles supergéantes rouges. Tel le genre Humain, sur certains aspects ces étoiles sont similaires et sur d'autres très différentes. Ce premier chapitre a pour but d'introduire les similitudes et les singularités de ces étoiles, du point de vue observationnel, en posant les bases nécessaires à la compréhension globale du présent manuscrit.

1.1 Stades évolutifs des étoiles froides

Les étoiles sont classées selon leur luminosité et température en plusieurs groupes qui définissent le *type spectral* d'une étoile. La classification d'Harvard (autour de l'année 1900) classe les étoiles en huit grands groupes répertoriés par huit lettres allant des étoiles les plus chaudes (O, B) au plus froides (G,K,M) : *O B A F G K M*. A chacune de ces lettres, le sous-type est référencé par un chiffre (0 *type précoce*, 9 *type tardif*) et la classe de luminosité par un chiffre romain (I pour les supergéantes très brillantes, V pour les étoiles naines peu brillantes comme le Soleil). Dans cette classification, les étoiles sont représentées dans le *Diagramme Hertzsprung-Russell* (diagramme *H-R*) en fonction de leur température et leur luminosité. Ainsi, les étoiles froides, de *température effective* (température de corps noir équivalent notée T_{eff}) inférieure à environ 6000 K, occupent la partie droite de ce diagramme. Sur la figure 1.1, un diagramme H-R est présenté ainsi que le tracé évolutif du Soleil.

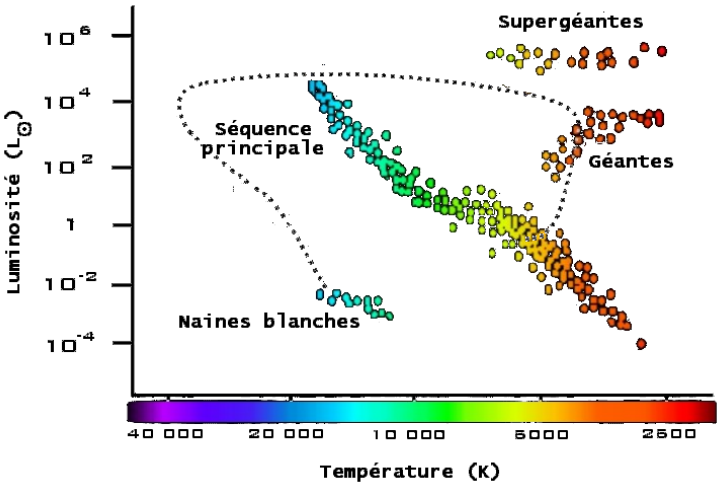


FIGURE 1.1 – Diagramme d'Hertzsprung-Russell et tracé évolutif d'une étoile de type solaire. **Abscisse.** la température (augmentant de droite à gauche). **Ordonnée.** la luminosité rapportée à la luminosité solaire.
Le tracé évolutif du Soleil (G2V, $M = 1$ M$_\odot$, $T_{\text{eff}} = 5800$ K) est donné par les ronds noirs. Adapté de Carolyn Brinkworth & Claire Thomas.

Les étoiles passent la majorité de leur temps de vie sur la *séquence principale*. Le temps qu'une étoile passe sur la séquence principale est principalement déterminé par sa masse : moins l'étoile est massive et plus elle passera de temps sur la séquence principale. Le Soleil, qui est une étoile de type spectral G2V se trouve sur la séquence principale depuis environ 4.6 milliard d'années et y restera encore autant, alors que les étoiles naines rouges et les étoiles supergéantes rouges (types spectraux M) ont un temps de vie plus grand que l'âge de l'Univers et de quelques centaines de millions d'années respectivement. Les étoiles froides comme le Soleil ont une enveloppe convective entourant un cœur radiatif. Pour les moins massives d'entre elles ($M_* < 0.35$ M$_\odot$) cette zone radiative disparaît et l'étoile est alors entièrement convective. Le diagramme H-R présenté en figure 1.2 montre en bleu la zone où les étoiles froides sont entièrement convectives et en vert la zone où elles le sont partiellement, comme le Soleil.

Les étoiles de faible masse ont une masse inférieure à 1 $M_\odot$, les étoiles de masse intermédiaire une masse de l'ordre de $1-9$ M$_\odot$, et les étoiles massives une masse supérieure ou égale à 9 M$_\odot$.

L'évolution d'une étoile depuis la séquence principale et au delà (dépendant de sa masse

et de sa composition, chimique) se fait par des changements importants dans l'intérieur de celle-ci. Pour une étoile de masse solaire, lorsqu'il n y a plus d'hydrogène à brûler dans le cœur de l'étoile, l'étoile se contracte et l'hydrogène brûle en couche autour d'un cœur d'hélium. L'étoile s'étend alors, le rayon augmente, la température diminue, l'étoile quitte la séquence principale pour rejoindre la branche des géantes rouges (*RGB*) et l'enveloppe convective s'enfonce (*1st dredge-up)*. Les étoiles RGB ont un cœur d'hélium dégénéré qui subit de plus en plus de pression des couches supérieures. Quand la masse du cœur devient suffisamment grande ($M_{\text{coeur}} > 0.45$ M$_\odot$) et que la densité et la température sont suffisamment élevées, la fusion de l'hélium commence : l'étoile se trouve alors sur la branche horizontale. Pour ces étoiles, dont l'enveloppe s'étend encore et se refroidit, après la branche des géantes, l'enveloppe convective s'enfonce à nouveau (*2nd dredge-up*) et elles subissent une nouvelle ascension dans le diagramme H-R les conduisant sur la branche asymptotique des géantes (*AGB*).
Pour les étoiles supergéantes, le cœur d'hélium continue de brûler jusqu'à former un cœur de fer. Ce cœur ne pouvant fournir l'énergie nécessaire pour contrebalancer la gravité, celle-ci se contracte par conservation de l'énergie. Le fer se dissocie en protons et neutrons. La contraction continuant, les protons et les électrons se combinent pour former des neutrons. Lorsque le gaz de neutrons devient dégénéré la contraction s'arrête et l'onde de choc résultante expulse les couches externes de l'étoile : c'est la phase *supernova*. Par ailleurs, si la masse du cœur dégénéré est supérieure à 3 M$_\odot$ alors rien ne peut arrêter la contraction si bien que même la lumière reste piégée et l'étoile est alors devenue un *trou noir* (pour plus de détails sur l'évolution des étoiles voir par exemple Kippenhahn *et al.* 2012).

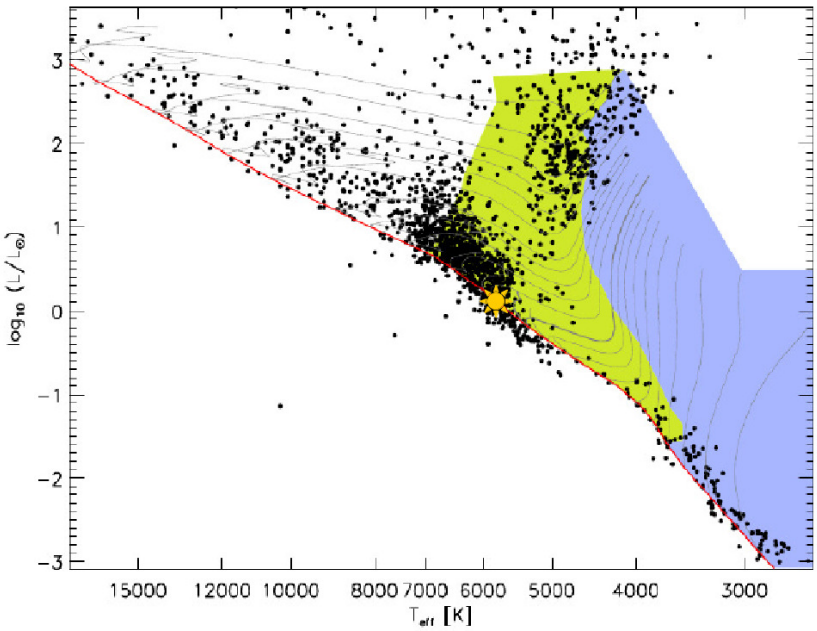


FIGURE 1.2 – Diagramme H-R et tracés évolutifs. La séquence principale est représentée par le trait fin rouge. La zone bleu indique les étoiles froides entièrement convectives et la zone verte les étoiles froides partiellement convectives avec une enveloppe convective entourant un cœur radiatif, comme le Soleil (représenté en jaune). Figure adapté de Reiners (2008) avec les tracés évolutifs de Siess *et al.* (2000).

1.2 Atmosphères des étoiles froides

L'atmosphère d'une étoile est la partie d'où le rayonnement émis par l'étoile s'échappe. Elle constitue la seule partie visible de l'étoile (l'intérieur étant opaque) et est aussi la région qui sépare l'intérieur de l'étoile du milieu interstellaire.
Pour le Soleil, cette atmosphère est constituée de la *photosphère*, convective (surface de l'étoile), d'une chromosphère et d'une couronne. Les étoiles froides de la séquence principale présentent une structure atmosphérique similaire au Soleil, avec notamment une photosphère convective et une chromosphère. La présence d'une *activité* chromosphérique et coronale peut être observée pour certaines de ces étoiles, dans le cœur de raies spectrales de résonance (comme le sodium et le calcium). Les motifs liés à la convection, à la surface de la photosphère ou *cellules de convection* (ou encore granulation) sont en nombre important pour ces étoiles.
La figure 1.3 montre de manière schématique l'atmosphère très étendue d'une étoile AGB. Cette atmosphère est constituée de la photosphère, d'une zone plus froide au dessus où des molécules se forment, d'une enveloppe circumstellaire (CSE) riche en grains de poussières à l'interface avec le milieu interstellaire. Les conditions physiques à l'intérieur de la CSE sont fortement reliées à la présence d'un *vent stellaire*, prenant naissance au niveau photosphérique et participant à la perte de masse importante de ces étoiles.

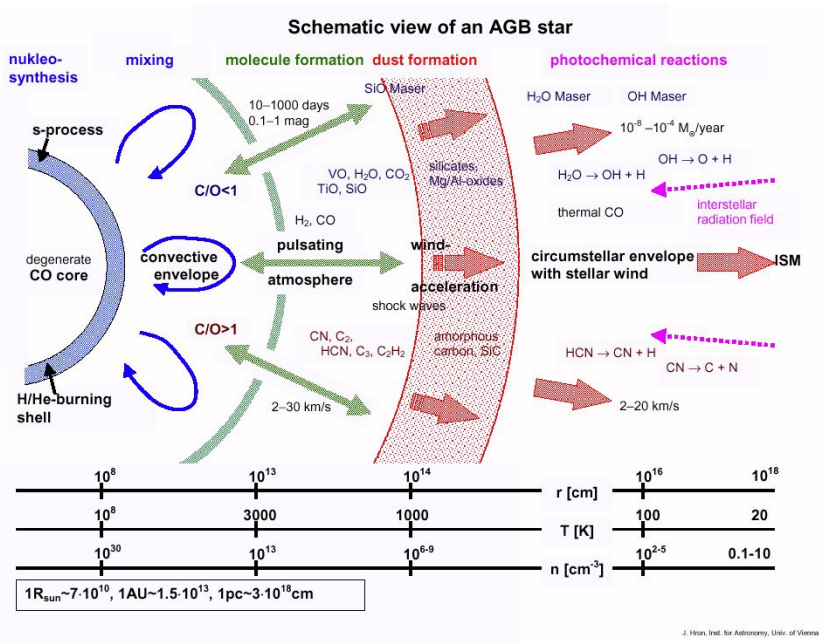
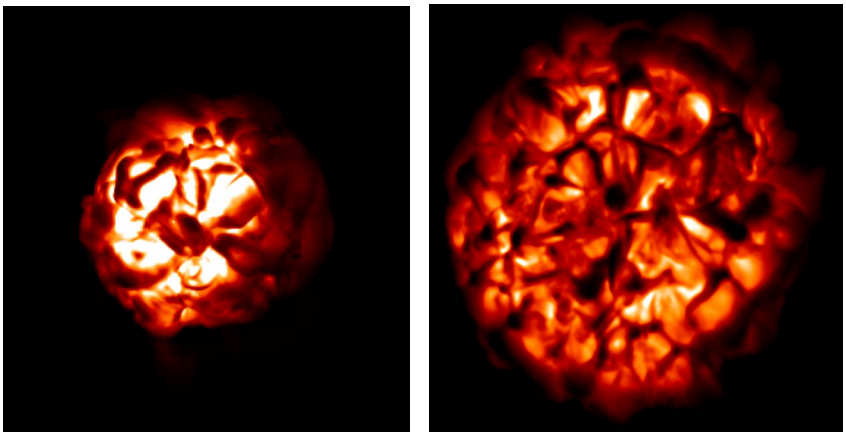


FIGURE 1.3 – Vue schématique de l'atmosphère d'une étoile AGB. L'atmosphère d'une étoile AGB peut être séparée en plusieurs parties : une photosphère, la partie la plus interne de l'atmosphère siège d'activités dynamiques intenses comme les ondes de chocs ; une enveloppe moléculaire relativement proche de l'atmosphère ; une enveloppe circumstellaire, riche en grains et molécules, dont la dynamique est fortement liée à la présence d'un vent. Crédit : J. Hron, « Institut for Astronomy » Vienne.

Pour les étoiles froides évoluées, beaucoup plus étendues que les étoiles froides de séquence principale, les observations à différentes longueurs d'ondes révèlent des zones de l'atmosphère très différentes, en terme de composition chimique et de dynamique. La figure 1.4 montre des simulations hydrodynamiques globales (*star-in-box*, SIB) de la photosphère de deux étoiles froides : une étoile de la branche asymptotique des géantes (à gauche) et une étoile supergéante rouge (à droite). Cette figure montre l'importance de prendre en compte la globalité de l'étoile dans les simulations numériques d'étoiles évoluées, tant les profils de

la convection à la surface sont inhomogènes (voir par exemple Freytag *et al.* 2002). Pour les étoiles solaires et naines, la convection de surface est suffisamment structurée pour qu'une approche locale (*box-in-star*) soit suffisante (Nordlund *et al.* 2009).



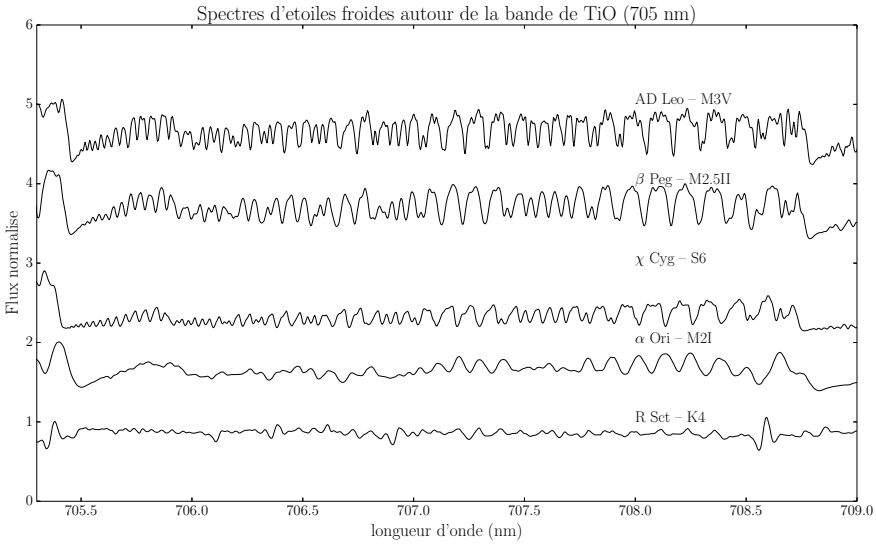
(a) (b)

FIGURE 1.4 – Simulations hydrodynamiques globales de la photosphère d'une étoile AGB (à gauche Freytag *et al.* 2017) et supergéante rouge (à droite Chiavassa *et al.* 2010). La taille des boites de simulations fait 1400 $R_\odot$. Ces étoiles évoluées sont caractérisées par une dynamique en surface très forte (convection très vigoureuse) et de grandes cellules de convection.

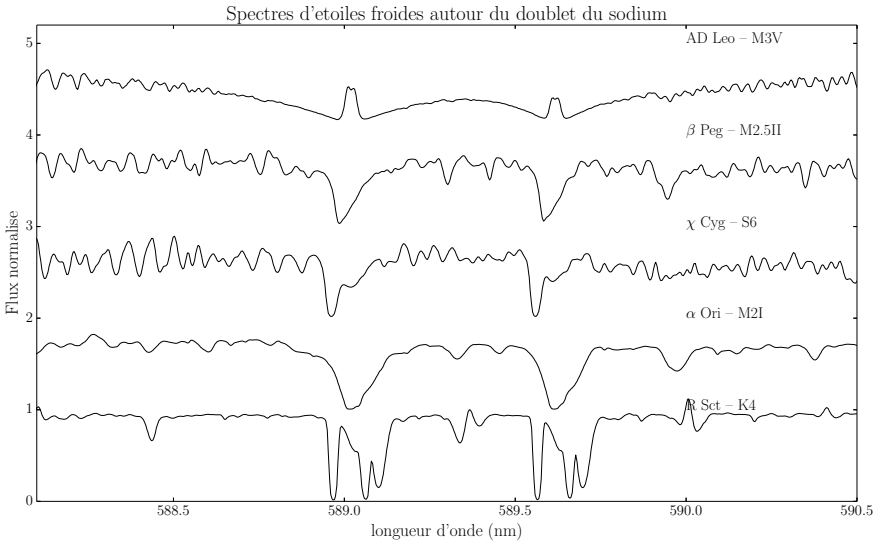
L'atmosphère des étoiles froides contient de nombreuses espèces chimiques atomiques sous forme neutre (par exemple, HI, NaI, CI, OI, CaI...) et de nombreuses molécules comme l'oxyde de titane (TiO, mais aussi H_2O, ZrO, CrH, VO, CN..). L'apparition des bandes d'absorption de la molécule TiO signe l'appartenance au type spectral M et la profondeur de ces bandes donne le sous-type (les bandes sont plus profondes pour les types tardifs, Gray & Corbally 2009). Le spectre des étoiles froides contient un grand nombre de raies atomiques et moléculaires associées aux espèces chimiques citées plus haut. La figure 1.5 montre des spectres observés de différentes étoiles froides autour de raies caractéristiques : une bande de TiO autour de 705 nm (1.5a) et le doublet du sodium autour de 590 nm (1.5b). Pour les étoiles naines M, la forte gravité de surface ($log\ g = 5$) est à l'origine de l'élargissement conséquent des raies du sodium. L'émission au cœur de ces raies est quant à elle due à l'activité de l'étoile, reliée à la présence d'une chromosphère au delà de la photosphère. Pour les autres étoiles froides, évoluées, les raies du sodium sont plus étroites comme attendu pour des étoiles supergéantes à faible gravité de surface ($log\ g = 0.5$). Pour l'étoile Mira χ Cyg et l'étoile RV Tauri R Sct plusieurs composantes, dans les raies du sodium, sont observées, d'origines circumstellaire et interstellaire. Pour l'étoile α Ori la présence d'une composante circumstellaire, non résolue dans ce cas, est à l'origine de l'élargissement de ces raies.
Pour toutes ces étoiles froides, la bande de TiO est prédominante bien que pour l'étoile R Sct, plus chaude (voir plus bas, 1.2.2) la bande soit complètement absente.
Dans les sections suivantes, je traite plus en détail l'atmosphère des étoiles froides évoluées.

1.2.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes

Les étoiles de faible masse et de masse intermédiaire qui évoluent au delà de la RGB arrivent à la phase AGB. Les étoiles AGB sont des étoiles très lumineuses avec $3\,000\ L_\odot \leq L_* \leq 20\,000\ L_\odot$ et froides $2\,000\ K \leq T_{\rm eff} \leq 3\,000\ K$. Ce sont des étoiles géantes $R_* \sim 300 R_\odot$. Cette phase évolutive est principalement caractérisée par une forte perte de masse,



(a)



(b)

FIGURE 1.5 – Cette figure présente le spectre de différentes étoiles froides : AD Leo, une naine M, β Peg une étoile AGB, χ Cyg une étoile Mira, α Ori une supergéante rouge et R Sct une étoile RV Tau. Sur le panneau (a), le spectre de ces étoiles est montré autour d'une bande de TiO autour de 705 nm. Sur le panneau (b), le doublet du sodium est montré. Les spectres ont été obtenus dans le cadre du programme d'observation décrit en chapitre 3, sauf pour l'étoile AD Léo dont les spectres proviennent de Morin *et al.* (2008*b*).

$10^{-8} - 10^{-4}$ $M_\odot$/an, qui fait de ces étoiles parmi les principaux agents responsables de l'enrichissement de milieu interstellaire en éléments lourds. L'atmosphère de ces étoiles est caractérisée par une dynamique importante sous forme de chocs, de grandes cellules de convection et d'un vent. Cette atmosphère, étendue (de 5 R_* à plusieurs dizaines de milliers de R_*, voir sur la figure 1.3) est aussi riche en molécules et en poussières.

1.2.2 Étoiles variables Mira et RV Tauri

Les étoiles froides évoluées de type Mira et RV Tauri sont caractérisées par des variations de luminosité periodiques dues à la propagation d'une onde de choc dans leur atmosphère, elle même prenant naissance au niveau sub-photosphérique, entraînant une variation du rayon.

Les étoiles de type Mira (AGB) sont des variables à longue période (période de pulsation de quelques centaines de jours) et sont caractérisées par une variation de l'éclat de une à dix magnitudes. Pour ces étoiles, des raies d'hydrogène en émission (raie Hα, par exemple) sont observées et reliées au passage de l'onde de choc dans l'atmosphère (Gillet 1988). Les étoiles RV Tauri sont supposées être des étoiles au delà de la phase AGB (post-AGB) et destinées à évoluer en nébuleuses planétaires. Leur courbe de lumière présente des minima profonds et des minima superficiels dues à la présence de deux ondes de chocs se propageant dans l'atmosphère à des phases différentes. La période de pulsation de ces étoiles, est de l'ordre d'une quarantaine de jour à quelques centaines de jours et leur éclat varie d'une magnitude à un peu moins de dix magnitudes.

Les figures 1.6 et 1.7 présentent respectivement une courbe de lumière de l'étoile Mira χ Cyg et de l'étoile RV Tauri R Sct. Sur cette figure, la définition de la période pour ces deux types d'étoiles est donnée ainsi que la valeur de référence pour la phase (prise à un maximum de lumière pour la Mira χ Cyg et à un minimum profond pour l'étoile RV Tauri R Sct), qui seront réutilisées en chapitre 6 pour relier les observations spectropolarimétriques aux ondes de chocs.

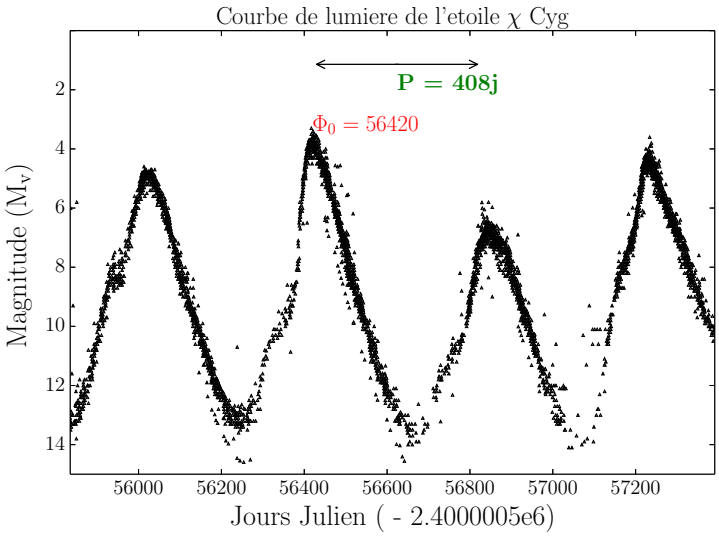


FIGURE 1.6 – Courbe de lumière de l'étoile Mira χ Cyg. La magnitude visible M_v est donnée en fonction du jour julien. La période de pulsation est indiquée sur la figure ainsi que l'origine des phases Φ_0. Pour les étoiles Mira la période est prise entre deux maxima consécutifs. Courbe tracée à partir de données récupérées dans la base de l'Association Américaine des Observateurs d'Étoiles Variables : https://www.aavso.org/.

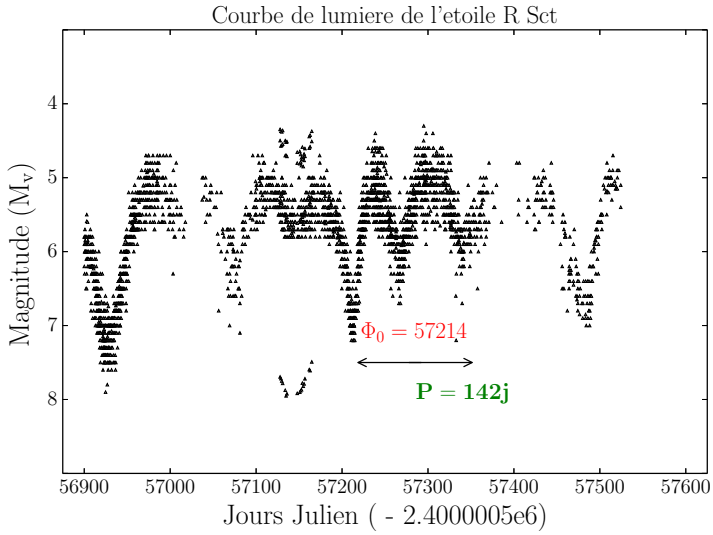


FIGURE 1.7 – Courbe de lumière de l'étoile RV Tauri R Sct. Même légende et provenance des données que sur la figure 1.6. La période est définie par rapport aux minima profonds.

Le passage de l'onde de choc dans l'atmosphère de ces étoiles entraîne un dédoublement des raies métalliques. La figure 1.8 schématise le mécanisme proposé par Schwarzschild en 1952, pour expliquer le dédoublement d'une raie lors du passage de l'onde de choc dans les atmosphères d'étoiles pulsantes. Ce dédoublement est causé par deux effets :

1. l'intensité d'une composante de la raie, se formant dans les couches profondes de l'atmosphère en expansion (car dans le sillage de l'onde de choc, temps t2 à t4 sur la figure 1.8), augmente avec la phase et se rapproche de l'observateur (et est donc décalée vers le bleu)

2. une deuxième composante de la raie, formée dans les couches supérieures tombant sur l'étoile (temps t1 à t3), décroît en intensité et s'éloigne de l'observateur (et est donc décalée vers le rouge)

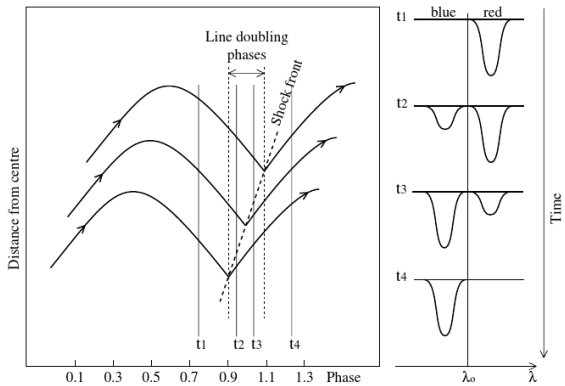


FIGURE 1.8 – Mécanisme de Schwarzschild. Tiré de Alvarez *et al.* (2000).

Par ailleurs, de la polarisation linéaire a été mesurée dans les raies de Balmer pour l'étoile Mira *o* Ceti (Fabas *et al.* 2011) et dans des raies métalliques pour l'étoile R Sct comme la raie de strontium à 460.7 nm (Lèbre *et al.* 2015) et des raies de titane (voir chapitre 6).

1.2.3 Étoiles supergéantes rouges

Les étoiles supergéantes rouges (étoiles supergéantes de type spectral M) sont des étoiles très massives, $M_* >\sim 9\ M_\odot$, et très lumineuses, $L_* > 100\,000\ L_\odot$. Elles sont le pendant massif des étoiles AGB. Comme les étoiles AGB, les supergéantes rouges sont entourées d'une CSE riche en molécules et en grains. Les étoiles RSG possèdent un fort taux de perte de masse, jusqu'à $10^{-4} M_\odot$/an. Tout comme les AGB elles sont donc considérées comme les principaux agents qui enrichissent le milieu interstellaire en éléments chimiques. Bien qu'importante pour l'évolution de ces étoiles ainsi que pour l'étude de notre galaxie, cette perte de masse n'est que très peu contrainte. Cependant il est évident qu'elle est fortement liée aux mécanismes dynamiques ayant lieu au niveau de la photosphère.
D'après des calculs de transfert polarisés, la polarisation du continu des étoiles RSG est de quelques pourcents dans le bleu (voir chapitre 5 et Clarke & Schwarz 1984; Doherty 1986). Par ailleurs, cette polarisation a été mesurée dans le cas de Bételgeuse, prototype des étoiles RSG, à 0.5% (Doherty 1986). Cette précédente valeur, qui représente une valeur intégrée sur le disque de l'étoile, indique que le niveau local de polarisation du continu de Bételgeuse doit être bien supérieur à celui du Soleil, mesuré, localement, à 0.2-0.3 % dans le bleu (Bianda & Wiehr 2003).

Les simulations hydrodynamiques (Chiavassa *et al.* 2009) et les observations interférométriques (Haubois *et al.* 2009) montrent que des cellules de convection géantes se trouvent à la surface des étoiles RSG. La figure 1.9 montre une reconstruction de la surface de Bételgeuse observée par l'interférométrie, qui peut être comparée à la simulation de la figure 1.4b. Il faut toutefois préciser, que la résolution spatiale limitée de l'observation interférométriques ne permet pas de reconstruire tous les détails de la surface de l'étoile. Ces cellules ont longtemps auparavant été prédites par M. Schwarzschild au nombre de quelques centaines, par extrapolation avec le cas solaire (Schwarzschild 1975). La fraction x, donnant la taille caractéristique d'une cellule de convection par rapport au rayon de l'étoile, peut être déterminée à l'aide de l'échelle de hauteur de pression (voir Freytag *et al.* 2002) :

$$x = 10\frac{\mathcal{R}T_{\rm eff}}{gR_*}, \tag{1.1}$$

avec $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits, et

$$H_p = 10\frac{\mathcal{R}T_{\rm eff}}{g} = \frac{R_*^2 T_{\rm eff}}{M_*}, \tag{1.2}$$

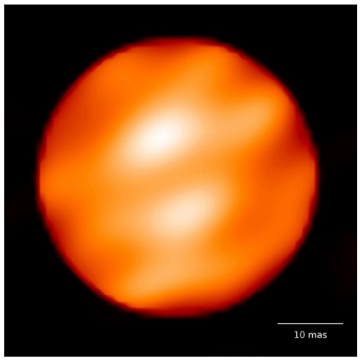
l'échelle de hauteur de pression.
De manière équivalente on a :

$$x = 0.0025 \times \frac{R_*}{R_\odot}\frac{T_{\rm eff}}{T_\odot}\frac{M_\odot}{M_*} \tag{1.3}$$

Pour le Soleil, dont la température effective est de $T_{\rm eff} = 5777\ K$ et la gravité $log\ g = 4.44$ (soit 275 $m.s^{-1}$), la fraction $x = 0.25\%$ soit environ 160 000 cellules de convection. Le nombre de cellule déduit des observations est de l'ordre de 500 000 (Roudier *et al.* 2012), ainsi l'ordre de grandeur est respecté bien que largement plus grand. Cependant, ce nombre dépend de la résolution, à la fois des observations et des simulations.

Pour une supergéante rouge comme Bételgeuse ($T_{\rm eff} \sim 3700\ K$, $log\ g \sim 0.5$ (0.03 $m.s^{-1}$), $R_* \sim 645 R_\odot$ Levesque *et al.* 2005), $x = 7\%$ soit quelques centaines de cellules de convection [1]. L'échelle de temps caractéristique de la dynamique en surface, reliée à l'évolution de ces cellules de convection, déduite des simulations numériques (Freytag *et al.* 2002; Chiavassa & Freytag 2015) et des observations (Montargès *et al.* 2015) est de l'ordre de la semaine à quelques mois.

1. Chiavassa & Freytag (2015) ont montré que la taille des structures à la surface des étoiles RSG dans le visible est de l'ordre de 10% alors qu'elle est de 60% dans le filtre proche-infrarouge H.



Betelgeuse in H-band
(Haubois et al., 2009)

FIGURE 1.9 – Reconstruction interférométrique de taches brillantes à la surface de l'étoile RSG Bételgeuse. Ces taches brillantes sont associées à la convection de surface. Adapté de Haubois *et al.* (2009).

La figure 1.10 présente la variation de l'éclat de l'étoile Bételgeuse au cours du temps. Cette variation de quelques magnitudes s'explique par l'existence de ces cellules de convection géantes à la surface de l'étoile capable de modifier son éclat.

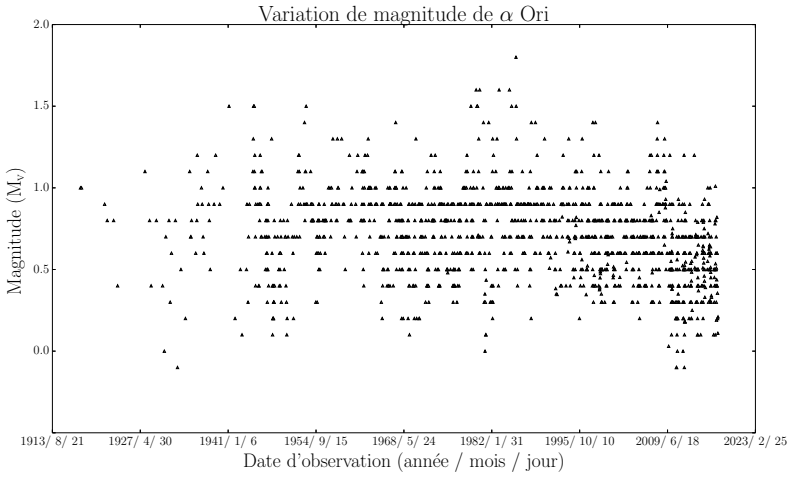


FIGURE 1.10 – Courbe de lumière de l'étoile RSG Bételgeuse. Cette courbe présente la variation de l'éclat de l'étoile au cours du temps. En ordonnée la magnitude visible de l'étoile est donnée (croissante du haut vers le bas) et en abscisse la date d'observation est donnée. Plus la magnitude est faible, plus l'étoile est brillante. Les observations sont récupérées sur `https://www.aavso.org/`.

Les observations spectroscopiques ont montré que la convection turbulente, ayant lieu dans les cellules de convection, apporte suffisamment d'énergie cinétique pour abaisser la gravité locale, et, combinée avec la pression de radiation sur les molécules aiderait à déclencher une perte de masse (Josselin & Plez 2007). Par ailleurs, des structures, assimilables aux cellules de convection géantes, ont été détectées à la surface de l'étoile Bételgeuse en étudiant la polarisation du continu de cette étoile (Aurière *et al.* 2016; Tessore *et al.* 2017). Dans le chapitre 5 de ma thèse je reviendrai plus en détail sur cette découverte qui ouvre une nouvelle fenêtre pour l'étude de la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges.

1.3 Champ magnétique et dynamo solaire

Le champ magnétique solaire possède plusieurs composantes ; une composante moyenne, à grande échelle, une composante locale au niveau des taches solaires (régions actives), et une composante à l'échelle de la granulation (Stenflo 2013). La figure 1.11 montre une image du Soleil à la longueur d'onde de la raie K du calcium ionisé une fois (à 393.3663 nm) ainsi qu'un magnétogramme (carte du champ magnétique). Cette figure montre qu'au niveau des taches (zones d'émergence de tubes de flux magnétiques) l'intensité du champ magnétique est de l'ordre de quelques kilogauss. Comme montré sur la figure 1.11, une tache d'une certaine polarité magnétique est associée à une polarité opposée de même intensité. Ainsi, la composante du champ magnétique à grande échelle, représente une moyenne sur tout le disque solaire de la valeur signée du champ magnétique et ne représente qu'une fraction de ce qui est mesuré localement au niveau des taches. La valeur du champ magnétique solaire à grande échelle est de l'ordre de 1-10 gauss (Vidotto 2016).
Pour toutes les autres étoiles (autres que le Soleil) nous ne mesurons donc que la valeur moyenne du champ magnétique. Par ailleurs, le champ magnétique solaire est aussi décelable par la présence de la chromosphère et de la couronne dont la dynamique est fortement reliée à la présence d'un champ magnétique. La présence d'une chromosphère induit une émission dans le cœur de certaines raies, comme les raies H et K du calcium II (dont la raie K est montrée sur le magnétogramme de la figure 1.11 à gauche) et les raies D du sodium (déjà présentées dans le cas de l'étoile naine M AD Leo sur la figure 1.5b).

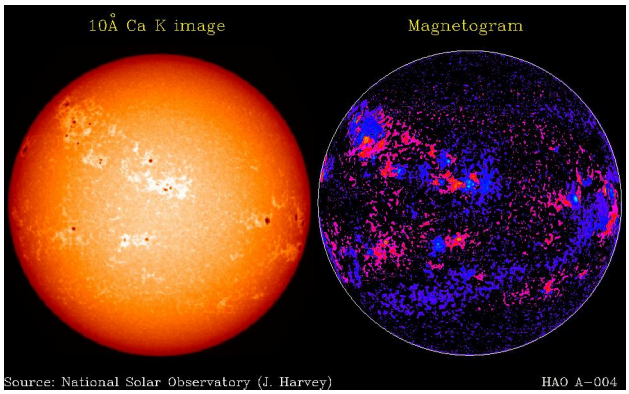


FIGURE 1.11 – Cette figure montre une observation du Soleil autour de la raie K du calcium à 393.3663 nm. L'image de gauche correspond à l'intensité non polarisée et l'image de droite à un magnétogramme mesurant l'intensité du champ magnétique sur la ligne de visée (positive rose, négative violette). Les maxima et minima du magnétogramme vont de paire et sont associés à des taches dans l'image de gauche.

Le champ magnétique solaire est généré par effet dynamo, la rotation différentielle solaire (*effet* Ω) transforme un champ initialement poloïdal en champ toroïdal et un champ poloïdal est régénéré à partir du champ toroïdal sous l'action de la rotation et de la force de Coriolis (*effet* α) : c'est la dynamo $\alpha\Omega$. Cette dynamo $\alpha\Omega$ est basée sur un modèle de champ moyen (Parker 1955). Pour le Soleil, il a été montré que la présence de la tachocline (Zahn 1992, fine couche, interface entre la zone radiative interne et la zone convective externe) est d'une importance cruciale pour générer un champ stable à grand échelle (Browning *et al.* 2006). La rotation est caractérisée par un paramètre sans dimension, le *nombre de Rossby Ro* défini comme le rapport entre la période de rotation de l'étoile et le temps de retournement convectif. Pour le Soleil, *Ro* est de l'ordre de 2.

1.4 Magnétisme des étoiles froides de séquence principale ($M_* < 1.1M_\odot$)

Des champs magnétiques de surface sont détectés pour une grande partie des étoiles froides, des étoiles de séquence principale aux étoiles évoluées (Donati & Landstreet 2009; Reiners 2012). Pour les naines M les plus massives ($M_* > 0.35M_\odot$) qui sont partiellement convectives, une dynamo solaire $\alpha\Omega$ permet d'expliquer la génération d'un champ magnétique. Pour ces étoiles, les champs magnétiques, moyennées sur tout le disque, mesurés sont de l'ordre du gauss au millier de gauss (Morin *et al.* 2008*b*; Shulyak *et al.* 2011; Morin 2012; Reiners 2012). Par contre, pour les naines M en dessous de la limite entièrement convective (voir figure 1.2), la disparition de la tachocline met en échec une dynamo de type solaire. Pour autant, des champs magnétiques stables sont mesurés pour ces étoiles (Reiners & Basri 2006; Morin *et al.* 2008*a*; Shulyak *et al.* 2014). Yadav *et al.* (2015) ont montré par des simulations numériques, qu'une étoile entièrement convective était capable d'entretenir un champ magnétique à grande échelle stable ainsi qu'un champ à plus petite échelle par une dynamo, non solaire, de type α^2, c'est à dire un champ généré par une forte rotation différentielle.

Pour toutes les naines M, les observations montrent une relation entre l'activité et la rotation. Pour les rotateurs les plus rapides montrant une activité coronale et chromosphérique le nombre de Rossby *Ro* est de l'ordre de 0.1. La figure 1.12 montre la diversité des champs magnétiques détectés pour les étoiles naines M en terme d'intensité du champ et de sa géométrie.

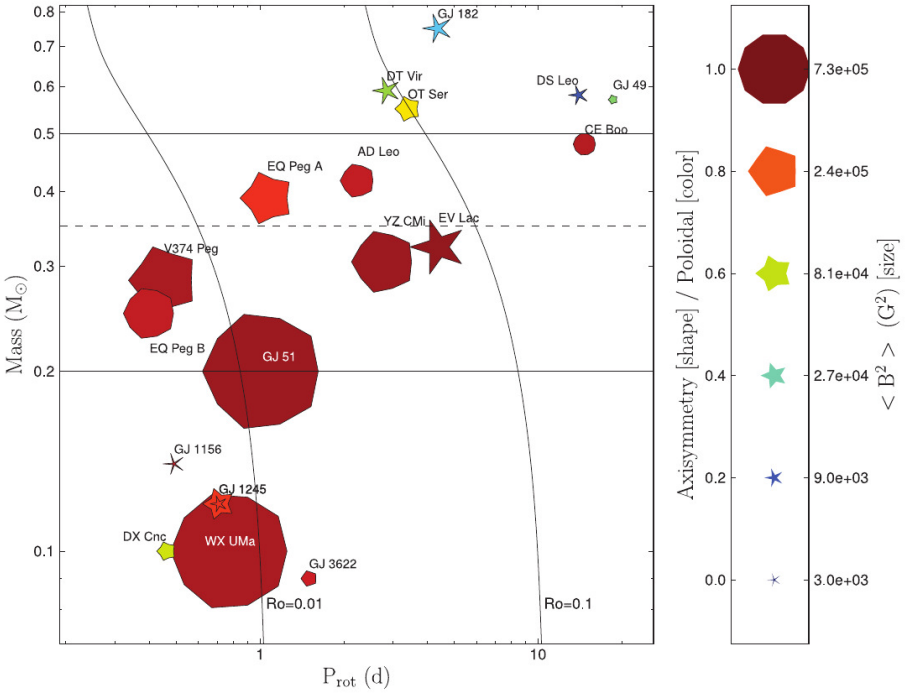


FIGURE 1.12 – Topologie du champ magnétique d'étoiles naines M en fonction de la masse et de la période de rotation. La taille des symboles est proportionnelle à l'intensité du champ (qui croit avec la taille) et leur couleur ainsi que les formes donnent la géométrie du champ. Un champ purement toroïdal est donné par un couleur bleu foncée et un champ purement poloïdal par une couleur rouge foncée. Les formes géométriques donnent la symétrie du champ (étoile avec branches fines, champ fortement non-axisymétrique, polygone aux bords doux champ axisymétrique). Le trait horizontal pointillé donne la limite entièrement convective (correspondant à 0.35 $M_\odot$). Figure tirée de Morin *et al.* (2008*b*)

1.5 Magnétisme des étoiles géantes rouges (RGB et AGB)

Pour les étoiles de la branche des géantes le *Ro* est de l'ordre de 1 (Konstantinova-Antova *et al.* 2013; Aurière *et al.* 2015) et pour des étoiles de la branche asymptotique des géantes de l'ordre de 10 (Charbonnel *et al.* 2017). L'augmentation du nombre de Rossby, le long de la branche des géantes est principalement due à une augmentation de la période de rotation. Une étude plus récente sur un échantillon d'étoiles évoluées, incluant des AGB et RGB a montré que les étoiles magnétiques de l'échantillon forment deux groupes (ou *magnetic strips* Aurière *et al.* 2015; Charbonnel *et al.* 2017). La figure 1.13 montrent ces *magnetic strips*. Pour les étoiles de l'échantillon, montrants des signes d'activités (comme de l'émission dans le coeur des raies H et K du calcium) on observe une relation rotation - champ magnétique autorisant une dynamo de type solaire comme mécanisme générant le champ magnétique. De plus, un champ magnétique de surface, de l'ordre de 1 G, a été mesuré par spectropolarimétrie grâce à l'effet Zeeman (voir chapitre 2) pour l'étoile variable de type Mira χ *Cyg* (Lèbre *et al.* 2014). Aussi, des champs magnétiques, de l'ordre du milligauss, ont déjà été mesurés dans les enveloppes circumstellaires d'étoiles Mira au travers de la polarisation *maser* des molécules SiO, H_2O et OH (voir par exemple Vlemmings 2014). Chaque maser sonde différentes zones de la CSE de ces étoiles (voir fig. 1.3) ce qui permet d'obtenir une estimation de la topologie du champ magnétique en regardant sa variation avec r, la distance à l'étoile. En supposant une configuration particulière du champ magnétique (r^{-1} champ toroïdal, r^{-2} champ de type solaire et r^{-3} champ magnétique dipolaire) les champs mesurés dans les enveloppes circumstellaires par effet maser sont extrapolés jusqu'à la surface de l'étoile afin d'obtenir une estimation du champ magnétique au niveau de la photosphère. Ainsi, pour une géométrie toroïdale, un champ de quelques gauss est estimé. Ces mesures par effet maser dans les CSE, misent en relation avec les mesures par effet Zeeman à la surface de l'étoile, pointent donc vers un champ toroïdal pour les étoiles Mira. Par ailleurs, des champs magnétiques de surface ont été mesurés au delà de l'AGB (étoiles post-AGB) notamment pour les étoiles RV Tauri R Sct et U Mon à 1 G et 10 G respectivement (Sabin *et al.* 2015).

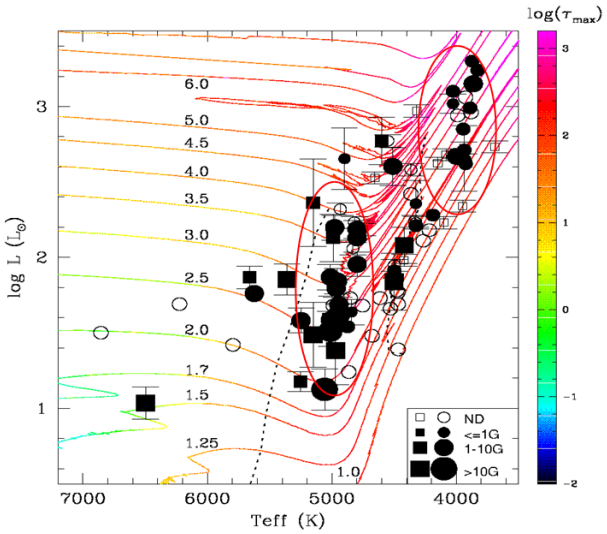


FIGURE 1.13 – Diagramme H-R montrant les détections de champs magnétiques à la surface d'étoiles froides évoluées (RGB et AGB). Sur ce diagramme on distingue deux groupes ou deux *magnetic strips* entourés en rouge. Le premier groupe commence au niveau du premier enfoncement convective et le deuxième groupe s'étend du haut de la branche des géantes rouges jusqu'à la phase AGB. Adapté de Aurière *et al.* (2015).

1.6 Magnétisme des étoiles RSG

Récemment, une analyse faite avec l'instrument *ESPaDOnS* (Donati *et al.* 2006), d'un grand échantillon d'étoiles supergéantes (incluant notamment des supergéantes froides de type G, K et M) par Grunhut *et al.* (2010) a permis de détecter un champ magnétique à la surface de ces étoiles sauf pour les étoiles supergéantes de type M comme Bételgeuse. La figure 1.14 montre les détections associées à ces supergéantes de type F, G et K. Sur cette figure les « profils LSD », dont il sera question en fin de chapitre 2, associés à ces détections sont montrés.
Dans le même temps, Aurière *et al.* (2010), avec des observations de l'étoile Bételgeuse, acquises avec l'instrument *NARVAL* (instrument jumeau de ESPaDOnS, voir chapitre 3) ont détecté et mesuré un faible champ magnétique, de l'ordre de 1 gauss (en terme du B_ℓ, composante longitudinale du champ magnétique), à la surface de l'étoile. Cette détection a été rendue possible grâce à des observations plus poussées avec un rapport signal à bruit meilleur que l'étude de Grunhut *et al.* (2010). La figure 1.15 montre la détection de Aurière *et al.* (2010), jusqu'alors la seule supergéante de type M pour laquelle un champ magnétique de surface a été mesuré. Par ailleurs, un suivi spectropolarimétrique de l'étoile a montré une variation du champ magnétique sur une échelle de temps compatible avec les échelles de temps de la dynamique de surface qui sont de l'ordre de la semaine au mois (P. Mathias et al. en préparation). La figure 1.16 montre la variation du champ longitudinal de Bételgeuse au fil du temps. Par ailleurs, la polarisation maser H_2O a révélé que l'étoile supergéante rouge VX Sgr possède un champ magnétique dipolaire (Vlemmings 2014).

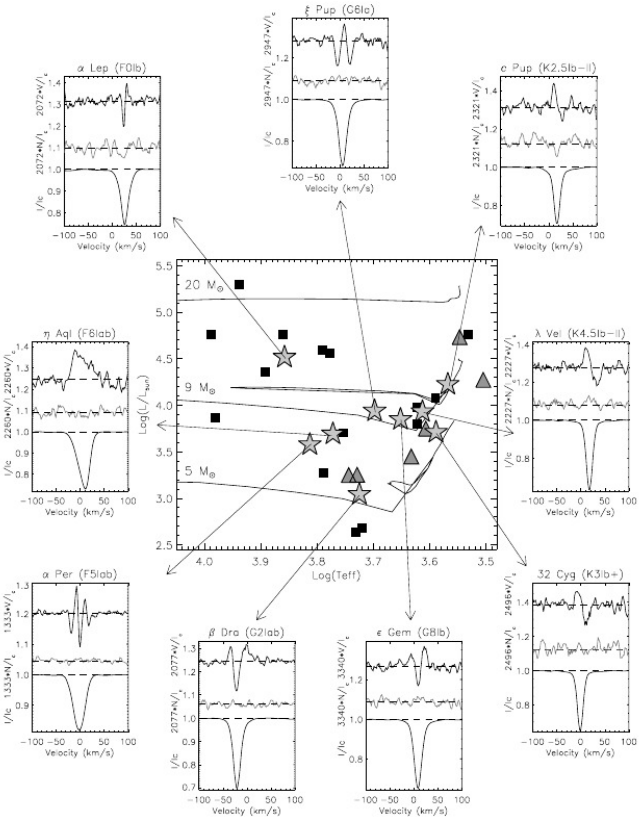


FIGURE 1.14 – Position dans le diagramme H-R des supergéantes de l'échantillon de Grunhut *et al.* (2010). La polarisation circulaire (Stokes V) causée par l'effet Zeeman (voir chapitre suivant) est à l'origine des détections à la surface de ces supergéantes.

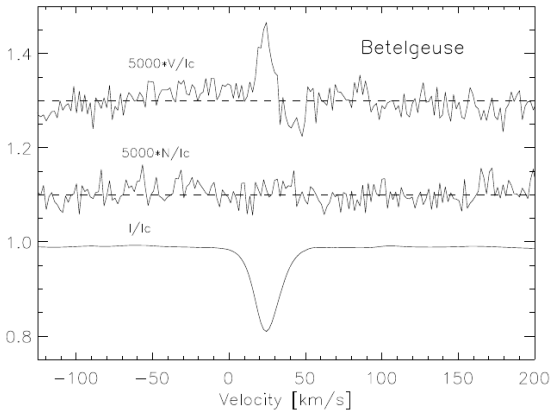


FIGURE 1.15 – Détection du champ magnétique de surface de Bételgeuse. Sur la figure, le tracé du bas représente le profil de raie moyen, non polarisé, de l'étoile et le tracé le plus haut le profil Stokes V dont la forme est caractéristique de l'effet Zeeman (voir chapitre 2). Le trait du milieu représente un *null* polarimétrique qui atteste de la qualité de l'observation (et sera détaillé dans le chapitre 4). Tiré de Aurière *et al.* (2010).

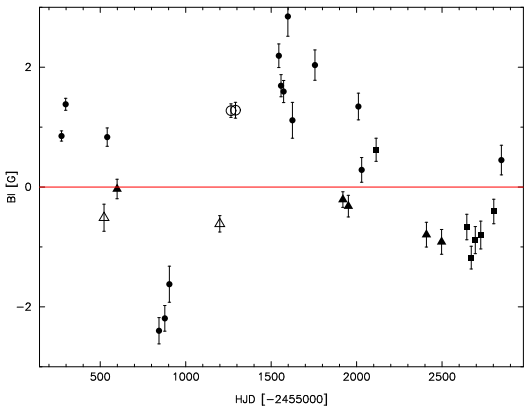


FIGURE 1.16 – Variation de du champ magnétique longitudinal de Bételgeuse en fonction du temps (en jour julien modifié). L'échelle de temps de la variation du champ est compatible avec les échelles de temps de la dynamique en surface (quelques jours / semaines). Courtoisie de P. Mathias.

Bételgeuse est la seule étoile RSG pour laquelle une estimation de sa période de rotation (Prot) existe. Cette période de rotation, de l'ordre de 17 ans (Uitenbroek *et al.* 1998), conduit à un nombre de Rossby $Ro \sim 100$ (Josselin *et al.* 2015). Ce nombre est défini comme $Ro = v_{\rm conv}\dfrac{\rm Prot}{xR_*}$ avec $v_{\rm conv} \sim 20$ km.s^{-1}, la vitesse caractéristique de la convection à la surface (Josselin & Plez 2007) et la fraction $x = 0.1$ déjà introduite en 1.3 . Ainsi, un si grand Ro ne permet pas d'expliquer le champ détecté sur Bételgeuse par une dynamo de type solaire. Les simulations magnéto-hydrodynamiques ont cependant montré qu'une dynamo locale, opérant au niveau des cellules de convection géantes, est à même de générer un (faible) champ global (Dorch & Freytag 2003; Dorch 2004). Ces simulations montrent aussi l'existence de taches magnétiques d'intensités pouvant atteindre jusqu'à 500 G. Cet ensemble de simulations conduit à la prédiction d'un champ magnétique mesurable de l'ordre de quelques gauss à la surface des étoiles RSG. En cela, les simulations sont en bon accord avec les mesures de champ de surface des étoiles RSG dont il sera question dans le chapitre 4.

2

Mesure et modélisation de la polarisation induite par un champ magnétique

Sommaire

2.1 Mesure de la polarisation 28
2.1.1 Paramètres de Stokes 28
2.1.2 Le spectropolarimètre : NARVAL 29
2.1.3 Extraction et réduction des spectres 31
2.2 Effet Zeeman 32
2.3 Transfert de rayonnement en présence d'un champ magnétique 36
2.3.1 Solution champ faible 37
2.3.2 Solution analytique d'Unno-Rachkovsky 37
2.4 Mesure du champ magnétique 40
2.4.1 En lumière non polarisée 40
2.4.2 En lumière polarisée 41
2.4.3 Déconvolution moindres-carrés 41
2.4.4 Topologie du champ magnétique 43

La lumière que nous percevons des étoiles est en général non polarisée. Cependant, la présence d'un champ magnétique introduit un *état de polarisation* de la lumière visible dans les raies atomiques et moléculaires. Dans cette thèse, l'étude du magnétisme des étoiles froides évoluées, est basée sur l'analyse de données spectropolarimétriques acquises avec l'instrument NARVAL. Dans ce chapitre, je décris les grandeurs mesurables de la spectropolarimétrie : les *paramètres de Stokes*, la polarisation introduite sous l'effet d'un champ magnétique (*effet Zeeman*) et sa modélisation. Enfin, les méthodes de détections des champs magnétiques à la surface des étoiles froides sont présentées.

2.1 Mesure de la polarisation

2.1.1 Paramètres de Stokes

La lumière peut être représentée comme une onde électromagnétique c'est à dire la superposition d'un champ électrique et d'un champ magnétique, perpendiculaires entre eux, qui se propagent dans l'espace. Le champ électrique oscille autour de l'axe parallèle à sa direction de propagation dans un plan appelé *plan de polarisation*. C'est la façon dont l'onde oscille dans ce plan qui définit son état de polarisation. Les instruments de mesure ne peuvent pas mesurer l'orientation du champ électrique, qui varie rapidement dans le domaine visible et infrarouge, et sa phase. Le signal mesuré correspond donc à une information moyenne et dans le cas où l'orientation du champ électrique varie aléatoirement au cours du temps la polarisation de la lumière est nulle [1]. Lorsque l'orientation du champ électrique est fixée la lumière est polarisée. En général, dès qu'il existe une direction privilégiée lors du mécanisme d'absorption, d'émission ou de diffusion la lumière est polarisée (le cas de la polarisation par diffusion sera notamment traité en chapitre 5).
C'est Stokes (1852) qui a montré que l'on peut décrire l'état de polarisation de la lumière à partir de quatre grandeurs appelées *paramètres de Stokes* :

1. I, intensité non polarisée
2. Q, polarisation linéaire
3. U, polarisation linéaire (incliné de 45° par rapport à Q)
4. V, polarisation circulaire

Ces paramètres de Stokes mesurent une polarisation nette, correspondante à la différence entre deux intensités (qui sont, par exemple, perpendiculaires entre elles) et ont la même dimension que l'intensité spécifique. En absence de toute polarisation, seule l'intensité est non nulle.

La notion de paramètres de Stokes est une des manières de représenter les états de polarisation de la lumière en terme de grandeurs mesurables. Une représentation reliée directement à l'amplitude du champ électrique et à sa phase découle directement de la nature ondulatoire de la lumière et est plus utilisée en spectropolarimétrie radio, où on peut mesurer le champ électrique (amplitude et phase) directement. Par ailleurs, la représentation de Poincaré qui représente les états de polarisation à la surface d'une sphère de rayon unité et d'axes de références Q,U,V existe. Cependant, cette dernière représentation n'est en général pas utilisée en astronomie car elle n'est pas très adaptée pour la lumière partiellement polarisée.

Ces paramètres peuvent être définis par des combinaisons linéaires (définition opérationnelle) après passage du faisceau incident I à travers des filtres polarisés linéairement, qui nous donne I_β et circulairement (gauche et droite) $I_{\circlearrowleft}$ et $I_{\circlearrowright}$. On définit une direction de référence perpendiculaire à la direction d'arrivée du faisceau incident et une direction de référence pour la mesure de la polarisation linéaire, faisant un angle β avec la direction de référence. De cette manière on mesure successivement I_0, $I_{45°}$, $I_{90°}$, $I_{135°}$ et $I_{\circlearrowleft}$, $I_{\circlearrowright}$ à l'aide de filtres polarisés circulairement [2]. Enfin, les paramètres de Stokes sont construits par différence à partir des précédentes mesures. La figure 2.1 donne la définition des paramètres de Stokes.

Une grandeur, utilisée tout le long de ma thèse, est le taux de polarisation linéaire définit comme :

$$P_\ell/I = \sqrt{(Q/I)^2 + (U/I)^2}, \tag{2.1}$$

et l'angle de polarisation :

$$\Theta = 0.5 \times \arctan \frac{U}{Q} + \Theta_0 \tag{2.2}$$

1. On parle aussi de lumière *naturelle*
2. Toutefois, strictement, un filtre polarisé circulairement n'existe pas.

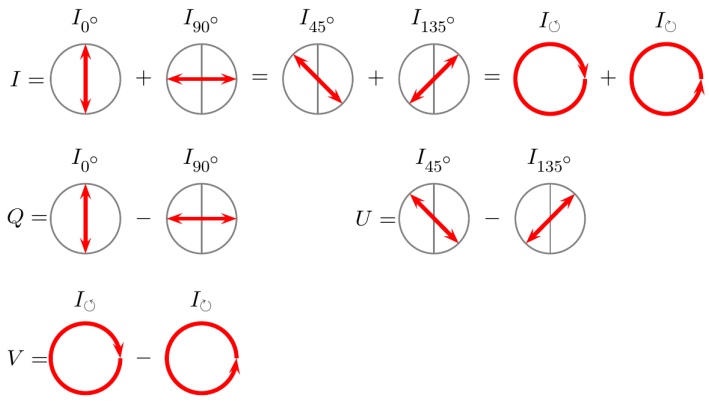


FIGURE 2.1 – Définition des paramètres de Stokes. En faisant passer successivement un faisceau lumineux à travers divers filtres polarisants on construit par combinaisons linéaires de faisceaux mesurés à différentes orientations les quatre paramètres de Stokes. Tiré de Morin (2010)

avec :

$$\Theta_0 = \begin{cases} 0 & \text{si } Q > 0 \text{ et } U \geq 0 \\ 180° & \text{si } Q > 0 \text{ et } U < 0 \\ 90° & \text{si } Q < 0 \end{cases}, \tag{2.3}$$

et

$$\Theta_0 = \begin{cases} 45° & \text{si } Q = 0 \text{ et } U > 0 \\ 135° & \text{si } Q = 0 \text{ et } U < 0 \end{cases} \tag{2.4}$$

À noter qu'en pratique, en spectropolarimétrie stellaire et solaire, la grandeur physique utilisée n'est pas directement Stokes X ($X = Q, U, V$, mesure de la polarisation nette) mais le rapport entre X et Stokes I, souvent noté $P_X = X/I$, la polarisation fractionnelle (voir par exemple Bagnulo *et al.* 2009). Par la suite la notation P_X est abandonnée au profit de la nomination Stokes X mais désigne toujours la polarisation fractionnelle (autrement la terminologie sera explicitement donnée).

2.1.2 Le spectropolarimètre : NARVAL

Les instruments mesurant la polarisation de la lumière ainsi que sa variation avec la longueur d'onde sont appelés *spectropolarimètres*. Un spectropolarimètre est constitué d'un polarimètre (*retardeur* et *polariseur*) placé en amont d'un spectrographe.

La *lame à retard* (ou retardeur) est une optique possédant deux axes principaux orthogonaux (l'axe rapide et l'axe lent). Un faisceau lumineux polarisé parallèlement à un de ces axes se propagent sans modification de son état de polarisation. Une lame quart d'onde (lame à retard) produit un décalage de phase de 90° entre les composantes du champ électrique le long de l'axe rapide et de l'axe lent. Une lame demi onde, quant à elle, produit un retard de phase de 180°. Le polariseur (ou *analyseur*) est une optique (par exemple un prise de Wollaston) qui scinde le faisceau incident en deux états de polarisation orthogonaux $i_{\parallel}$ et $i_{\perp}$.

Pour la mesure de la polarisation linéaire (Q et U) les lames retards ne sont pas utiles et peuvent être enlevées du polarimètre ou l'axe rapide peut être pris parallèle à l'axe de référence. Ainsi en modifiant l'angle du polariseur par rapport à la direction de référence les intensités I_β de la section précédente peuvent être mesurées. Enfin, l'introduction d'une lame quart d'onde dans le polarimètre permet d'avoir accès aux intensités $I_{\circlearrowleft}$ et $I_{\circlearrowright}$. Le schéma d'un *polarimètre* idéal est présenté en figure 2.2.
Enfin il faut remarquer qu'une nouvelle direction de référence peut être obtenue par une

rotation d'angle χ qui amène l'ancien système de référence vers le nouveau et les nouveaux paramètres de Stokes changent alors suivant (Bagnulo *et al.* 2009) :

$$\begin{aligned} Q' &= \cos(2\chi)Q + \sin(2\chi)U \\ U' &= -\sin(2\chi)Q + \cos(2\chi)U \\ V' &= V \end{aligned} \quad , \tag{2.5}$$

avec les quantités $'$ représentant les paramètres de Stokes dans le nouveau système de référence. En particulier, une rotation d'angle $\chi = 90°$ inverse le signe de Stokes Q et Stokes U (dépendants du choix de la direction de référence) alors que Stokes V reste inchangé. Cette propriété fondamentale sera réutilisée dans le chapitre 4, afin de mettre en évidence la contamination parasite de la polarisation linéaire dans la mesure de la polarisation circulaire.

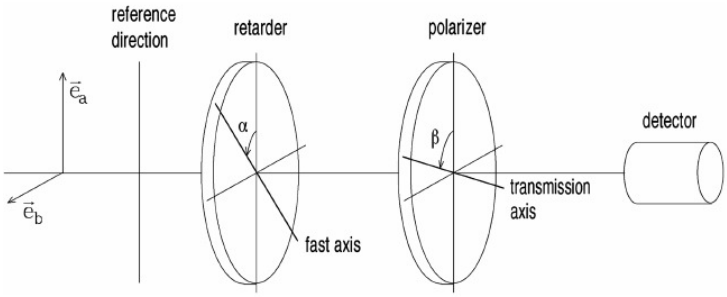


FIGURE 2.2 – Schéma d'un polarimètre idéal. La direction de référence est prise perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident, perpendiculaire aux axes $\mathbf{e}_a$ et $\mathbf{e}_b$. Le polariseur (*polarizer* sur la figure) permet d'obtenir deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux et l'angle β sur la figure est le même que celui de la section 2.1.1. La suppression du retardeur (lame retard quart d'onde), ou de manière équivalente en posant $\alpha = 0°$ (voir texte), permet d'accéder aux paramètres de Stokes Q et U. En posant $\alpha = 180°$ et $\beta = -45°$ on accède à Stokes V. Figure originale tirée de Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004)

Durant ma thèse j'ai utilisé des observations spectropolarimétriques obtenues avec l'instrument NARVAL monté au foyer du Télescope Bernard Lyot (TBL, diamètre de 2 m) du Pic du Midi dans les Pyrénées françaises. NARVAL est l'instrument jumeau du spectroplarimètre ESPaDOnS (Donati *et al.* 2006) lui même monté au foyer du Télescope Canada-France-Hawaï (3.6 m de diamètre) du Mauna Kea (Hawaï, USA). J'ai utilisé NARVAL dans son mode polarimétrique, c'est à dire chaque observation avec l'instrument permet d'acquérir l'intensité non polarisée (Stokes I) et un des trois paramètres de Stokes polarisés (Stokes Q, Stokes U et Stokes V). NARVAL et ESPaDOnS sont des spectropolarimètres échelles ce qui permet d'obtenir un spectre à très haute résolution sur un domaine spectral très large en une seule pose. Par ailleurs, NARVAL comme ESPaDOnS ne mesurent pas la polarisation du continu (p_0) mais seulement la polarisation associée aux raies. Les principales caractéristiques de NARVAL sont :

- Mesure de tous les paramètres de Stokes (IQ, IU ou IV)
- Couvre l'intégralité du domaine visible de 370 nm à 1050 nm en une seule pose
- Résolution spectrale de 65 000 en mode polarimétrique
- Niveau de polarisation du continu, p_0 mis à zero
- Construction des paramètres de Stokes à partir de quatre sous-poses

2.1.3 Extraction et réduction des spectres

Chaque observation avec l'instrument NARVAL, une séquence polarimétrique, est construite par combinaison de quatre sous-poses (repérées par l'indice n) elles mêmes associées à deux états de polarisation orthogonaux ($i_{n,\parallel}$ et $i_{n,\perp}$). Chaque sous-pose correspond à une valeur de l'angle de position du polarimètre. Le rapport de ce total de huit spectres (deux états orthogonaux pour chaque sous-poses) permet de reconstruire le paramètre de Stokes X (avec $X = Q, U, V$) par la méthode des rapports (Donati *et al.* 1997; Bagnulo *et al.* 2009) :

$$\begin{cases} I = \sum_{n=1}^{4} i_{n,\parallel} + i_{n,\perp} \\ X = \dfrac{R-1}{R+1} \end{cases}, \tag{2.6}$$

avec

$$R^4 = \frac{i_{1,\parallel}/i_{1,\perp}}{i_{2,\parallel}/i_{2,\perp}} \frac{i_{4,\parallel}/i_{4,\perp}}{i_{3,\parallel}/i_{3,\perp}}, \tag{2.7}$$

Ainsi pour chaque paramètre de Stokes Q, U et V le rapport R^4 vaut :

$$\begin{cases} R_Q^4 = \dfrac{i_{0°,\parallel}/i_{0°,\perp}}{i_{45°,\parallel}/i_{45°,\perp}} \dfrac{i_{180°,\parallel}/i_{180°,\perp}}{i_{225°,\parallel}/i_{225°,\perp}} \\ R_U^4 = \dfrac{i_{22.5°,\parallel}/i_{22.5°,\perp}}{i_{67.5°,\parallel}/i_{67.5°,\perp}} \dfrac{i_{202.5°,\parallel}/i_{202.5°,\perp}}{i_{247.5°,\parallel}/i_{247.5°,\perp}} \\ R_V^4 = \dfrac{i_{-45°,\parallel}/i_{-45°,\perp}}{i_{45°,\parallel}/i_{45°,\perp}} \dfrac{i_{135°,\parallel}/i_{135°,\perp}}{i_{225°,\parallel}/i_{225°,\perp}} \end{cases}, \tag{2.8}$$

L'intensité non polarisée Stokes I est quant à elle la somme des huit spectres. Avec cette méthode il est possible, en combinant les sous-poses d'une manière différente de celles présentées précédemment, de définir un *null* (noté N ou N/I_c) qui permet de quantifier d'éventuels problèmes avec la mesure de la polarisation. Le *null* associé à Stokes V (qui sera utilisé par la suite) s'obtient en substituant R^4 dans l'équation 2.7 par

$$R_N^4 = \frac{i_{-45°,\parallel}/i_{-45°,\perp}}{i_{45°,\parallel}/i_{45°,\perp}} \frac{i_{225°,\parallel}/i_{225°,\perp}}{i_{135°,\parallel}/i_{135°,\perp}} \tag{2.9}$$

Le package Libre ESpRIT (Donati *et al.* 1997) est utilisé au Télescope Bernard Lyot pour effectuer l'extraction optimale des spectres ainsi que la calibration en longueur d'onde, la normalisation au continu, la correction de la vitesse héliocentrique et la suppression du niveau de polarisation du continu. Ainsi chaque séquence polarimétrique contient le flux normalisé au continu ou Stokes $I/I_c(\lambda)$ (noté simplement Stokes I), son erreur $\sigma_I(\lambda)$, un flux polarisé, $X/I_c(\lambda)$, avec $X = Q, U, V$ (noté Stokes X, et à la différence de la section 2.1.1 X est donné par rapport à l'intensité du continu) et son erreur $\sigma_X(\lambda)$ ainsi que deux *null* polarimétriques. Les *null* polarimétriques permettent d'attester de la fiabilité d'une mesure d'une polarisation stellaire. En effet, en absence de polarisation instrumentale parasite le *null* est plat, cohérent avec le niveau du bruit. L'analyse du *null* est particulièrement intéressante pour attester de l'existence réelle d'un signal Stokes Q, U ou V mesuré (cela sera discuté plus en détail dans le chapitre 4). Toutes les grandeurs précédentes sont normalisées au niveau du continu et sont donc sans dimension. La normalisation au continu est basée sur une méthode qui, après avoir cherchée des points du continu, ajuste un polynôme par ces points.

2.2 Effet Zeeman

En présence d'un champ magnétique un électron va se mettre à tourner autour du vecteur champ magnétique. Ce mouvement de précession est appelé *précession de Larmor* et est responsable de la modification du rayonnement émit par l'électron. Sous l'action du champ magnétique, l'équation du mouvement d'un électron (modèle de Lorentz) s'écrit :

$$\ddot{\mathbf{x}} = -4\pi^2\nu_0^2\mathbf{x} - \frac{e_0}{m_e c}\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B} - \gamma\dot{\mathbf{x}}, \tag{2.10}$$

avec $\ddot{\mathbf{x}}$ et $\dot{\mathbf{x}}$ l'accélération et la vitesse du vecteur position $\mathbf{x}$, $\mathbf{B}$ le vecteur champ magnétique, e_0 and m_0 la charge et la masse de l'électron, ν_0 la fréquence de résonance de l'oscillateur et γ la perte d'énergie du système par rayonnement. Le premier terme de droite correspond à la force de rappel de l'oscillateur (et à une émission dans toutes les directions à la fréquence de résonance). Le deuxième terme de droite représente la modification du mouvement de l'électron sous l'action du champ magnétique (Force de *Lorentz*). Le troisième terme représente la perte d'énergie de l'électron par émission de rayonnement.

On peut montrer alors que la solution de cette équation conduit à décomposer l'oscillation de l'électron en trois composantes de fréquences respectives $\nu_0 + q\nu_L$ avec $\nu_L = \mu_B B/h = 1.3996 \times 10^6 B$ la *fréquence de Larmor*, $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$ J.T^{-1} le magnéton de Bohr et $q = \{-1, 0, 1\}$. Les composantes avec $q = \{-1, 1\}$ sont appelées composantes σ (bleu et rouge) et la composante avec $q = 0$ est appelée composante principale ou π.

C'est le décalage en fréquence, linéaire en B, des différentes composantes (effet Zeeman) qui est à l'origine de la polarisation Zeeman. La figure 2.3 montre les états de polarisation de la lumière induits par l'effet Zeeman. La polarisation circulaire est sensible à la composante du vecteur champ magnétique projetée sur la ligne de visée : effet Zeeman longitudinal. La polarisation linéaire est quant à elle sensible à la composante du vecteur champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée : effet Zeeman transverse.

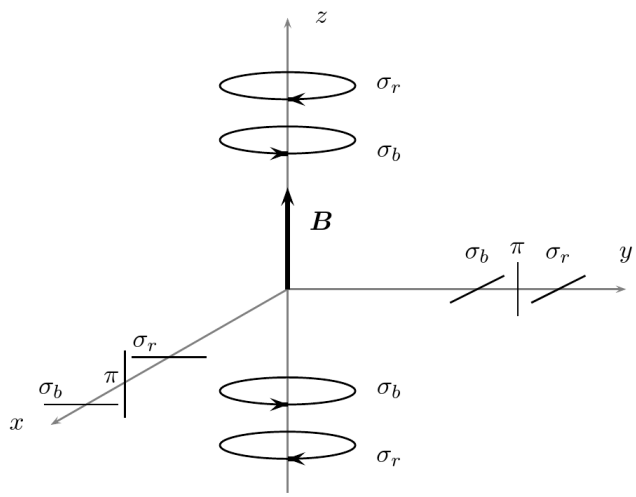


FIGURE 2.3 – Etats de polarisation associés à l'effet Zeeman. Le long de l'axe du champ magnétique la lumière est polarisée circulairement et perpendiculairement à cet axe elle est polarisée linéairement.

En mécanique quantique le système est représenté par son *Hamiltonien* H_0. La présence d'un champ magnétique modifie le Hamiltonien du système et on introduit alors le

Hamiltonien magnétique H_B (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004) :

$$H_B = \frac{e_0 h}{4\pi m_e c}(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + \frac{e_0^2}{8 m_e c^2}(\mathbf{B} \times \mathbf{x})^2 \tag{2.11}$$

où $\mathbf{L}$ et $\mathbf{S}$ sont respectivement le moment cinétique orbital total et le spin de l'électron. En présence des champs typiques que l'on retrouve pour les étoiles non-dégénérées ($B < 30\ kG$ Donati & Landstreet 2009), le terme quadratique $(\mathbf{B} \times \mathbf{x})^2$ peut être négligé et H_B devient :

$$H_B = \mu_B(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} \tag{2.12}$$

En considérant que l'énergie magnétique est plus petite que l'énergie associée à H_0 les valeurs propres du Hamiltonien total $(H_0 + H_B)$ peuvent être calculées par la théorie des perturbations (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004). Il vient

$$E = E_{qJ} + \mu_B g B M, \tag{2.13}$$

avec $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ le moment cinétique total et $M = \{-J, -J+1, ..., J\}$. Le paramètre g est appelé *facteur de Landé*. Avec cette équation on voit que l'action d'un champ magnétique sur un système a pour effet de lever la dégénérescence d'un niveau J en le séparant en M sous-niveaux, également espacés de la quantité $\mu_B g B$. Ce régime est appelé *effet Zeeman linéaire*. Lorsque le terme quadratique n'est plus négligeable on entre alors dans le régime *Paschen-back* et non seulement l'espacement entre chaque sous-niveaux M n'est plus linéaire en B mais il n'est plus possible de considérer le Hamiltonien magnétique comme une perturbation du Hamiltonien total. La figure 2.4 montre les niveaux d'énergie associés à une transition d'un niveau $J = 2$ à $J' = 3$ en présence et en absence de champ magnétique.

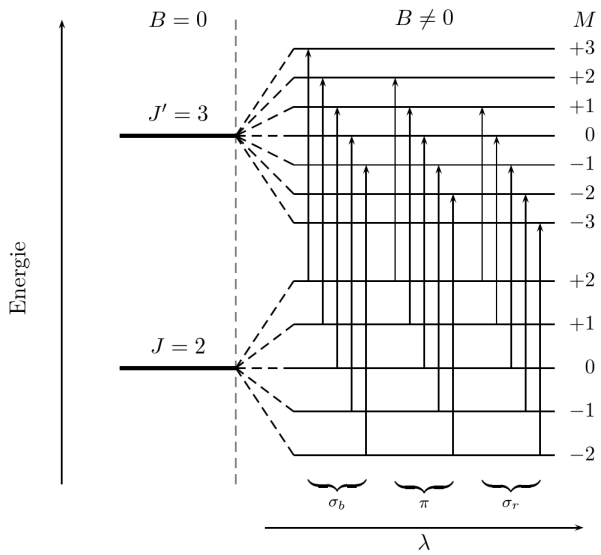


FIGURE 2.4 – Levée de dégénérescence de niveaux d'énergie en présence d'un champ magnétique. Chaque niveau J est séparé en $2J+1$ sous-niveaux espacés de manière uniforme, proportionnellement au module du champ magnétique B. Une transition due à l'effet Zeeman entre un sous-niveau M et M' satisfait la règle de sélection $\Delta M = \{-1, 0, 1\}$ et on observe une composante σ ou π pour chaque transition permise.

La valeur de g n'est pas triviale à calculer et ne peut être déterminée analytiquement que dans des couplages particuliers. Supposons le couplage de *Russell-Saunders* (ou *couplage LS*), très approprié pour la majorité des transitions observées dans le spectre des

étoiles froides, il vient :

$$\begin{cases} g = 0, \text{ si } J = 0 \\ g = 1 + \dfrac{1}{2}\dfrac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}, \text{ pour } J \neq 0 \end{cases} \tag{2.14}$$

La fréquence d'émission associée à une transition d'un niveau inférieur J à un niveau supérieur J', satisfaisant la règle de sélection $J' - J = \{-1, 0, 1\}$, est donnée, en utilisant l'équation 2.13 et en utilisant la définition de la fréquence de Larmor, par :

$$\nu_{JJ'}^{MM'} = \nu_0 + \nu_L(g'M' - gM), \tag{2.15}$$

Avec g' et g les facteurs de Landé associés à chaque sous-niveaux. Comme dans le cas classique, pour chaque valeur de M et M' respectant la règle de sélection $M' - M = q$ on a une *composante Zeeman* décalée de la même quantité proportionnelle à ν_L. Le décalage Zeeman en longueur d'onde de la transition quant à lui est donné par

$$\Delta\lambda_B = -\lambda_0^2 \frac{\nu_L}{c}, \tag{2.16}$$

avec λ_0 la longueur d'onde de la transition en absence du champ magnétique (ou non perturbée). Si on adopte la définition de Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004), lorsque le moment cinétique J de l'un des niveaux de la transition (le niveau supérieur J' ou le niveau inférieur J) est égal à 0 ou lorsque les facteurs de Landé g et g' sont égaux, on parle alors d'*effet Zeeman normal* et d'*effet Zeeman anomal* dans les autres cas. Dans la figure 2.5 j'ai calculé, pour différentes transitions, différents cas de composantes Zeeman (ou multiplets Zeeman).

Souvent il est plus pratique de décrire l'effet Zeeman en terme d'un *triplet Zeeman effectif* et on définit alors le décalage en longueur d'onde de ce triplet comme :

$$\Delta\lambda_B = 4.6686 \times 10^{-13} \lambda_0^2 g_{\text{eff}} B, \tag{2.17}$$

avec g_{eff} le *facteur de Landé effectif* de la transition, λ_0 en Å, B en G et $\Delta\lambda$ en Å. Le facteur de Landé effectif est défini, dans le cas du couplage LS, comme :

$$g_{\text{eff}} = \frac{1}{2}(g + g') + \frac{1}{4}(g - g')\{J(J+1) - J'(J'+1)\} \tag{2.18}$$

Pour finir cette introduction à l'effet Zeeman, il faut noter que les molécules qui sont dominantes dans le spectre des étoiles froides (comme TiO, CH, CN, FeH), sont elles aussi sensibles à l'effet Zeeman. Les facteurs de Landé moléculaires sont toujours aujourd'hui difficiles à déterminer numériquement pour certaines molécules à cause de couplages non adaptés et le fait que les molécules entrent plus facilement dans le régime *Paschen-back* que les atomes (Berdyugina *et al.* 2005; Asensio Ramos & Trujillo Bueno 2006). De plus, expérimentalement, il est difficile de mesurer en laboratoire les facteurs de Landé moléculaires pour toutes les transitions observées dans les spectres d'étoiles froides.

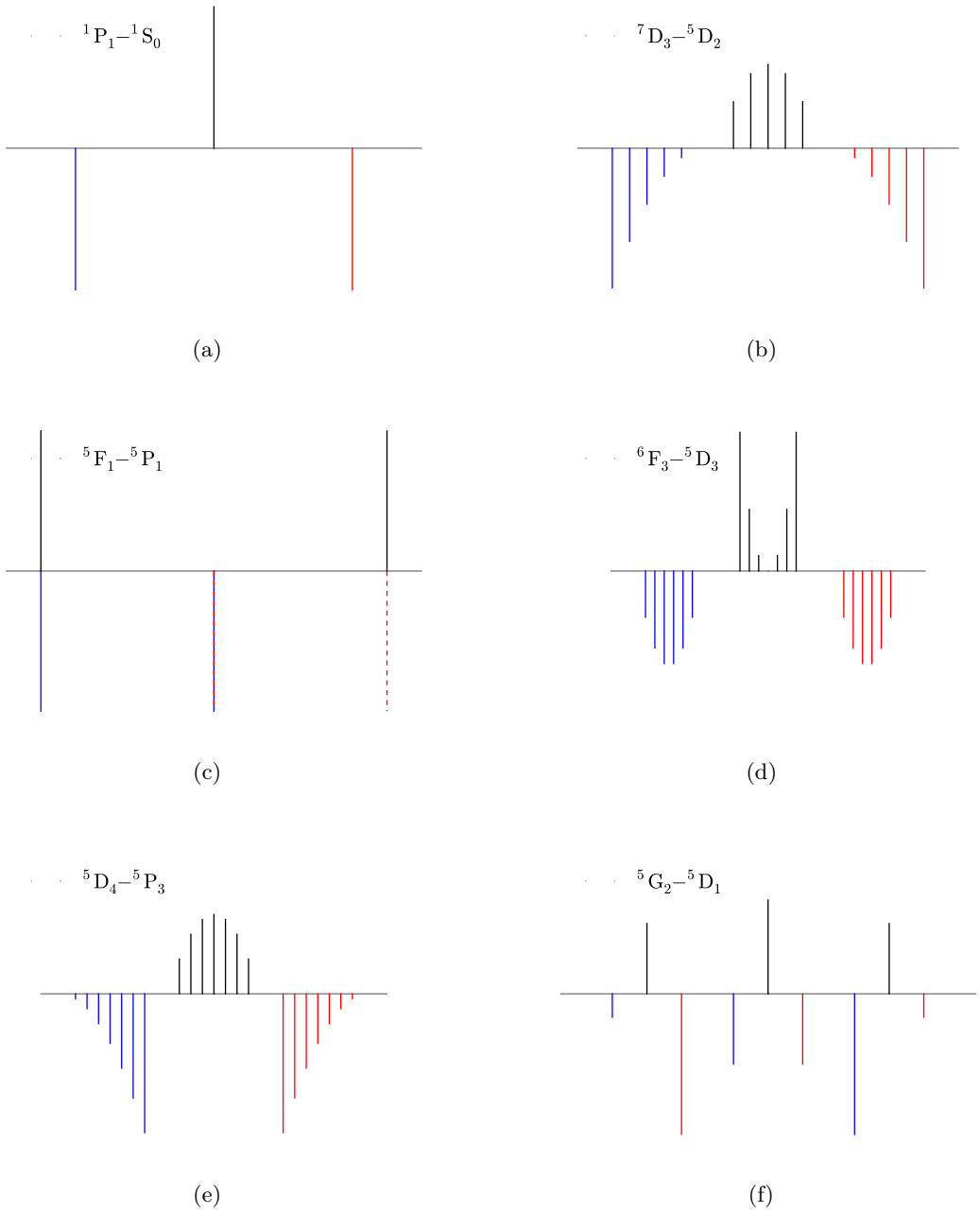


FIGURE 2.5 – Quelques exemples de profils Zeeman pour différentes transitions atomiques dans le cas du couplage LS. Les composantes σ (en rouge et bleu) sont montrées vers le bas alors que les composantes π (en noir) sont montrées vers le haut. L'amplitude relative et la position relative de chaque composante sont données respectivement par la hauteur des barres et leurs décalages par rapport au centre de chaque panneau. Le cas (a) correspond à l'*effet Zeeman normal* et les autres cas à l'*effet Zeeman anomal*. Pour le cas (c) où les composantes σ se superposent, les composantes rouges sont montrées en pointillées afin de les rendre mieux visibles. Figure originale tirée de Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004)

2.3 Transfert de rayonnement en présence d'un champ magnétique

Le transfert de rayonnement dans les atmosphères stellaires est décrit par l'équation de transfert (Hubeny & Mihalas 2014) :

$$\frac{dI}{ds} = -kI + \epsilon, \tag{2.19}$$

avec I l'intensité spécifique, k le coefficient d'absorption, ds l'élément de longueur le long du trajet du rayonnement et ϵ l'émissivité. La généralisation de cette équation au transfert de rayonnement polarisé suit (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004) :

$$\frac{d\mathbf{I}}{ds} = -\overline{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{I} + \boldsymbol{\epsilon}, \tag{2.20}$$

Où $\mathbf{I} = (I,\ Q,\ U,\ V)^T$ est le vecteur de Stokes, $\boldsymbol{\epsilon} = (\epsilon_I,\ \epsilon_Q,\ \epsilon_U,\ \epsilon_V)^T$ le vecteur émissivité et $\overline{\mathbf{K}} = \overline{\mathbf{K}}_\mathbf{A} + \overline{\mathbf{K}}_\mathbf{D} + \overline{\mathbf{K}}_\mathbf{P}$ la matrice de propagation [3] (en m^{-1}) avec,

$$\overline{\mathbf{K}}_\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix}, \overline{\mathbf{K}}_\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_U \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \overline{\mathbf{K}}_\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix}, \tag{2.21}$$

où $\overline{\mathbf{K}}_\mathbf{A}$ représente l'absorption non sélective (indépendamment de son état de polarisation) de la lumière, $\overline{\mathbf{K}}_\mathbf{D}$ l'absorption sélective de polarisation (dichroïsme) et $\overline{\mathbf{K}}_\mathbf{P}$ le déphasage des états de polarisation entre eux (dispersion). Dans le cas le plus général, $\eta_I = \eta_I^c + \eta_I^l$ le coefficient d'absorption (non polarisé) total avec les exposants c et l faisant référence au continu et à une (des) raie(s) [4]. Les éléments de la matrice de propagation sont,

$$\begin{cases} \eta_I = \eta_I^c + \dfrac{\eta_I^l}{2}[\phi_p \sin^2\theta + \dfrac{\phi_b + \phi_r}{2}(1 + \cos^2\theta)], \\ \eta_Q = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\phi_p - \dfrac{\phi_b + \phi_r}{2}]\sin^2\theta\cos 2\chi, \\ \eta_U = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\phi_p - \dfrac{\phi_b + \phi_r}{2}]\sin^2\theta\sin 2\chi, \\ \eta_V = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\phi_r - \phi_b]\cos\theta, \\ \rho_Q = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\psi_p - \dfrac{\psi_b + \psi_r}{2}]\sin^2\theta\cos 2\chi, \\ \rho_U = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\psi_p - \dfrac{\psi_b + \psi_r}{2}]\sin^2\theta\sin 2\chi, \\ \rho_V = \dfrac{\eta_I^l}{2}[\psi_r - \psi_b]\cos\theta, \end{cases} \tag{2.22}$$

avec θ et χ l'inclinaison du champ magnétique avec la ligne de visée et χ son azimut, $\phi_p,\ \phi_r,\ \phi_b$ les profils d'absorption et $\psi_p,\ \psi_r,\ \psi_b$ les profils de dispersion [5] (voir par exemple Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004).

En posant $d\tau_c = -\eta_I^c \mu ds$, profondeur optique dans le continu (sans dimension), avec μ, le cosinus de l'angle entre la verticale et la direction de propagation, l'équation de transfert polarisé devient,

$$\mu\frac{d\mathbf{I}}{d\tau_c} = \overline{\mathbf{K}}^\star \cdot \mathbf{I} - \mathbf{S} \tag{2.23}$$

3. On note aussi matrice d'*absorption-dispersion*

4. Cette précision ne s'applique pas aux autres paramètres de Stokes, car aux champs magnétiques que l'on considère le continu n'est pas polarisé.

5. Les profils précédents sont en réalité la somme de toutes les composantes de chacune des composantes σ et π, comme montrées dans la figure 2.5.

avec $\overline{\mathbf{K}}^{\star}$ la matrice de propagation normalisée par le coefficient d'absorption du continu et $\mathbf{S} = \boldsymbol{\epsilon}/\eta_I^c$ le vecteur *fonction source* (même dimension que l'intensité). La solution de l'équation 2.23 donne pour un point du disque stellaire la valeur du champ de rayonnement (le vecteur $\mathbf{I}$). En pratique, pour pouvoir être comparée avec les grandeurs mesurées, l'équation de transfert doit être intégrée sur tout le disque stellaire. En particulier, dans le cas où les champs magnétiques sont localisés au niveau de taches il est nécessaire lors de l'intégration de bien discerner les zones contribuant aux paramètres de Stokes Q, U et V des autres (voir plus bas, section 2.4.4, le cas de l'imagerie Zeeman Doppler).
Toutes les variables apparaissant dans l'équation 2.23 dépendent de la profondeur optique et de la longueur d'onde et cette équation doit être résolue numériquement pour une atmosphère donnée. Cependant, dans certains cas particuliers des solutions analytiques peuvent être trouvées.

2.3.1 Solution champ faible

Quand le champ magnétique est faible, soit quand l'élargissement Zeeman $\Delta\lambda_B$ est plus petit que l'élargissement typique des profils ϕ et ψ ($\propto \Delta\lambda_D$) il est possible de trouver une solution à l'équation de transfert polarisé sous forme d'un développement limité. La solution pour le vecteur de Stokes donne après un développement limité au premier ordre pour V et au deuxième ordre pour Q, U :

$$\begin{cases} Q = -\dfrac{1}{4} g_{\text{eff}}^2 \Delta\lambda_B^2 \sin^2\theta \cos^2 2\chi \dfrac{d^2 I}{d\lambda^2} \\ U = -\dfrac{1}{4} g_{\text{eff}}^2 \Delta\lambda_B^2 \sin^2\theta \sin^2 2\chi \dfrac{d^2 I}{d\lambda^2} \\ V = -g_{\text{eff}} \Delta\lambda_B \cos\theta \dfrac{dI}{d\lambda} \end{cases}, \tag{2.24}$$

Avec I l'intensité non perturbée (soit la solution de l'équation 2.19), $\Delta\lambda_B$ le décalage Zeeman en longueur d'onde (voir équation 2.17) et $V \propto B_\ell = B\cos\theta$. On remarque ainsi que sous l'approximation champ faible la mesure des paramètres de Stokes permet de calculer le vecteur champ magnétique (sa composante longitudinale B_ℓ et sa composante transversale $B_\perp$, par rapport à la ligne de visée). Comme précisé dans la section précédente, le vecteur champ magnétique, pour une étoile non résolue représente une valeur moyenne, intégrée sur tout le disque stellaire. Cette valeur peut tendre vers 0 si deux taches de polarités opposées se trouvent sur le disque en même temps. L'approximation champ faible est très utile notamment dans les techniques d'analyses multi-raies et d'inversions qui seront traitées un peu plus loin et est particulièrement adaptée pour les étoiles froides magnétiques dont les champs magnétiques dépassent rarement le kilogauss.

2.3.2 Solution analytique d'Unno-Rachkovsky

La solution d'*Unno-Rachkovsky* considère une atmosphère de *Milne-Eddington*, semi-infinie, et un champ magnétique uniforme (indépendant de la profondeur optique). Sous l'approximation d'atmosphère de Milne-Eddington, les éléments de la matrice de propagation sont indépendants de la profondeur et la fonction source du continu et des raies d'absorption est égale à la fonction de *Planck* (approximation d'équilibre thermodynamique local ou ETL). Par ailleurs, la fonction source est supposée linéaire en τ_c. La condition sur les éléments de la matrice de propagation implique que les profils d'absorption et de dispersion sont indépendants de la profondeur optique et que donc aucuns gradients de vitesse n'est considérés (atmosphère statique). Les approximations de l'atmosphère de Milne-Eddington peuvent être récapitulées de la manière suivante :

a) $S^c = S^l = B_\mathrm{p}$ avec B_p la fonction de Planck

b) $B_\mathrm{p} = B_0(1 + \beta\tau_c)$

c) B, θ, χ indépendants de τ_c

d) Profils d'absorption/dispersion ϕ/ψ indépendants de τ_c

Sous ces hypothèses la solution de l'équation 2.23 pour le vecteur de Stokes émergent ($\mathbf{I}(0) = (I(0),\ Q(0),\ U(0),\ V(0))^T$) s'écrit :

$$\begin{aligned}
I(0) &= B_0 \left\{1 + \beta\mu\Delta^{-1}(1+k_I)[(1+k_I)^2 + f_Q^2 + f_U^2 + f_V^2]\right\} \\
Q(0) &= -B_0\beta\mu\Delta^{-1}\left\{(1+k_I)^2 k_Q - (1+k_I)(k_U f_V - k_V f_U) + f_Q(k_Q f_Q + k_U f_U + k_V f_V)\right\} \\
U(0) &= -B_0\beta\mu\Delta^{-1}\left\{(1+k_I)^2 k_U - (1+k_I)(k_V f_Q - k_Q f_V) + f_U(k_Q f_Q + k_U f_U + k_V f_V)\right\} \\
V(0) &= -B_0\beta\mu\Delta^{-1}\left\{(1+k_I)^2 k_V - (1+k_I)(k_Q f_U - k_U f_Q) + f_V(k_Q f_Q + k_U f_U + k_V f_V)\right\}
\end{aligned} , \tag{2.25}$$

avec $k_Y = \eta_Y/\eta_I^c$ $(Y = I, Q, U, V)$, $f_X = \rho_X/\eta_I^c$ $(X = Q, U, V)$, $\eta_I^l = \eta_0/\Delta\lambda_D$ et $\Delta = (1+k_I)^4 + (1+k_I)^2(f_Q^2 + f_U^2 + f_V^2 - k_Q^2 - k_U^2 - k_V^2) - (k_Q f_Q + k_U f_U + k_V f_V)^2$. La solution d'*Unno-Rachkovsky* est particulièrement intéressante car elle offre la possibilité de paramétrer l'équation de transfert afin d'étudier la sensibilité des paramètres de Stokes à différents paramètres. Par ailleurs, du fait de sa nature paramétrique, cette solution est particulièrement adaptée aux problèmes inverses destinés à dévoiler les propriétés des atmosphères stellaires (Asensio Ramos *et al.* 2007, 2012). Les paramètres (généralement) utilisés sont [6] :

— B, le module du champ magnétique
— θ, son inclinaison (par rapport à la ligne de visée)
— χ, son azimut
— η_0, qui donne une mesure de la profondeur de la raie
— λ_0, la position de la raie
— $\Delta\lambda_D$, la largeur thermique de la raie
— g_eff, le facteur de Landé effectif de la raie
— a, la largeur intrinsèque de la raie, rapportée à $\Delta\lambda_D$
— $\beta\mu$, qui est une mesure de l'assombrissement centre bord

Dans la figure 2.6, j'ai calculé la solution d'*Unno-Rachkovsky* de 2.25 pour différentes valeurs du champ magnétique B. Sur cette figure deux régimes sont montrés : le régime des champs faibles avec $\Delta\lambda_D \gg \Delta\lambda_B$ (tracés noirs et verts) pour lequel les différentes composantes Zeeman ne sont pas résolues et le régime champs forts (tracés bleus et rouges).

6. Le paramètre B_0 n'entre pas en compte, car on utilise souvent une expression normalisée à $Ic = B_0(1 + \beta\mu)$ de la solution d'*Unno-Rachkovsky*.

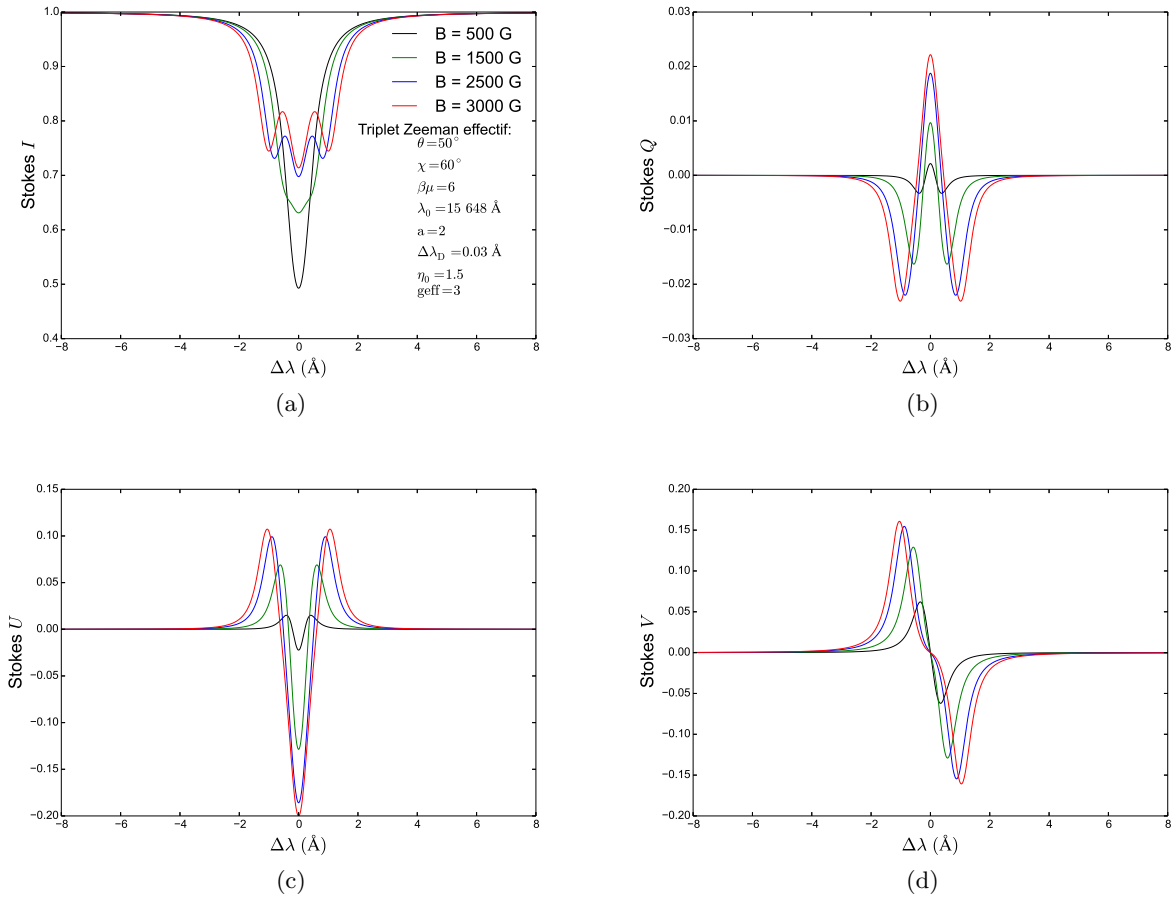


FIGURE 2.6 – Exemple de paramètres de Stokes ; I (a) intensité non polarisée, Q (b) et U (c), polarisation linéaire et V (d) polarisation circulaire, pour différentes valeurs de champ magnétique pour un triplet Zeeman effectif. Les paramètres du modèle sont donnés sur la figure (a). Plus le champ magnétique augmente plus le maximum (en valeur absolue) des paramètres Q, U et V augmentent jusqu'à saturation. Au niveau de la saturation les profils s'élargissent. Pour le paramètre I, plus le champ magnétique augmente, plus le profil s'élargit et les trois composantes du triplet deviennent bien visibles.

2.4 Mesure du champ magnétique

2.4.1 En lumière non polarisée

Comme je l'ai mentionné dans la section 2.2 il est possible de mesurer un champ magnétique sur un spectre non polarisé dans le cas des taches solaires. En effet, comme le montre la figure 2.7, le champ magnétique à l'intérieur d'une tache solaire (de l'ordre de 3-4 kG) est suffisamment intense pour que les différentes composantes Zeeman soient résolues et en mesurant l'écart $\Delta\lambda_B$, entre ces composantes, on peut directement remonter à la valeur du champ magnétique. Excepté pour le cas solaire et quelques étoiles très magnétiques (par exemple les étoiles chimiquement particulières Ap Mathys *et al.* 1997), il est très difficile de résoudre chaque composante Zeeman d'une raie spectrale dans une observation. En effet, à l'élargissement naturel d'une raie il faut ajouter l'élargissement dû au mouvement des particules ainsi que d'autres mécanismes comme par exemple la rotation qui font qu'en général l'élargissement Zeeman ne domine pas le profil d'une raie. Dans ce cas là, l'effet Zeeman se traduit par un élargissement des raies spectrales proportionnellement à $\Delta\lambda_B$. Par exemple, pour la raie de Fe I à 630.25 nm avec $g_{\rm eff} = 2.5$ l'élargissement causé par un champ magnétique de 1 kG est de : $\Delta\lambda_B = 0.02$Å alors que l'élargissement thermique (dans le cas d'une température photosphérique de 5800 K) est de $\Delta\lambda_D = 0.03$Å. Il est donc impossible de séparer les deux contributions. Cependant, pour certaines étoiles naines M très magnétiques, il est possible d'identifier les trois types de composantes (les composantes σ et la composante π) mais pas le multiplet Zeeman entier (Shulyak *et al.* 2014). Enfin, il faut rappeler, que pour toutes les étoiles (hormis le Soleil) nous n'avons accès qu'à la composante moyennée sur le disque du champ magnétique. Ainsi, les signatures polarimétriques des zones magnétiques (taches stellaires) de polarités opposées tendent à s'annuler lorsqu'on ne résout pas le disque stellaire.

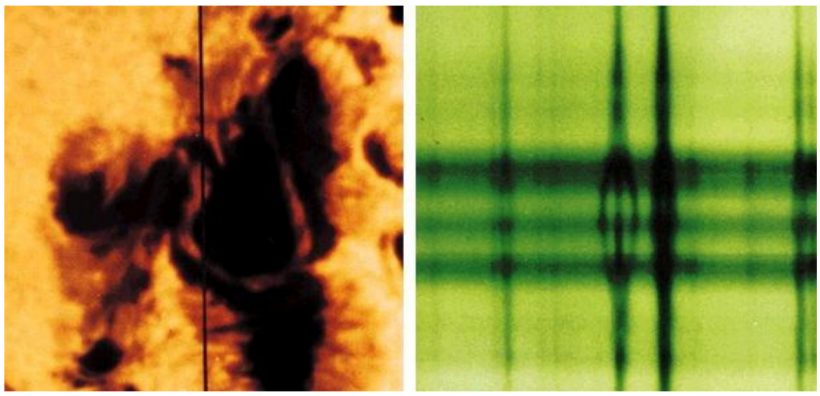


FIGURE 2.7 – Cette figure montre une mesure de l'effet Zeeman dans une tache solaire (champ magnétique de l'ordre de 2-3 kG). Sur le panneau de gauche, le trait vertical noir représente la fente d'un spectrographe placée sur la tache. Le panneau de droite représente le spectre observé. La direction spatiale le long de la fente va dans la direction verticale et la direction de dispersion dans la direction horizontale. Parmi les deux raies spectrales du centre de l'image (à droite sur le spectre), l'une montre les trois composantes Zeeman et l'autre présente un élargissement (que l'on peut apprécier par rapport aux raies sur les bords de l'image). La première raie est donc plus sensible au champ magnétique et toutes les composantes Zeeman sont bien résolues, tandis que pour la deuxième l'effet Zeeman se traduit par un élargissement global de la raie. Crédit : *National Optical Astronomy Observatories (NOAO)*

2.4.2 En lumière polarisée

Comme indiqué dans la section 2.2, le décalage en longueur d'onde entre les différents sous-niveaux M d'un niveau J induit par un champ magnétique, produit une polarisation circulaire et linéaire respectivement dans l'axe du champ magnétique et perpendiculairement à cet axe. La mesure de cette polarisation nous donne une information sur l'orientation du champ magnétique et ses composantes $\mathbf{B} = (B_\ell, B_\perp)$ [7]. Dans le cas de la polarisation circulaire, il est possible de mesurer directement la composante projetée du champ magnétique sur la ligne de visée, B_ℓ. La *méthode des moments* (Rees & Semel 1979) donne la valeur du champ magnétique en fonction de Stokes V et des paramètres de la raie sur laquelle cette méthode est appliquée :

$$B_\ell = -7.14 \times 10^5 \frac{\int_{\text{raie}} vV(v)dv}{\lambda_0 g_{\text{eff}} \int_{\text{raie}} [I_\text{c} - I(v)]dv}, \tag{2.26}$$

avec B_ℓ la composante longitudinale du champ magnétique (en gauss), v la vitesse radiale de l'étoile (km.s^{-1}), λ_0 la longueur d'onde de la raie non perturbée (nm), g_{eff} son facteur de Landé effectif et I_c le niveau du continu non polarisé. En pratique, pour les étoiles non-dégénérées possédant les champs magnétiques les plus intenses, le niveau de polarisation typique induit par effet l'Zeeman est de l'ordre de 1% du continu non polarisé pour la polarisation circulaire et de 0.1% du continu non polarisé pour la polarisation linéaire (Donati & Landstreet 2009). Pour les étoiles froides, ce niveau typique est encore plus faible et le nombre de spectres qu'il faudrait accumuler pour pouvoir faire une mesure précise à l'échelle de raies individuelles ne permet pas d'appliquer directement la méthode des moments. Cependant, en supposant que les étoiles qui nous intéressent sont dans le régime champ faible, il est possible de combiner l'information contenue dans un grand nombre de raies, en se rappelant que dans ce régime, toutes les raies ont quasiment la même réponse à l'effet Zeeman (l'amplitude de Stokes V est proportionnelle à B). Ce genre de méthode *multi-raies* permet de mesurer des faibles champs magnétiques (au sens de 2.3.1) sur différents types d'étoiles (Morin *et al.* 2008*a*; Grunhut *et al.* 2010; Aurière *et al.* 2010; Konstantinova-Antova *et al.* 2013; Lèbre *et al.* 2014; Blazère *et al.* 2016).

2.4.3 Déconvolution moindres-carrés

Comme indiqué précédemment, l'amplitude des signaux que l'on veut mesurer à l'échelle de raies individuelles et très en dessous de la limite que l'on peut atteindre en spectropolarimétrie stellaire dans la majorité des cas. Une solution au problème précédent est d'augmenter le rapport signal sur bruit (SNR) d'une observation en combinant l'information contenue dans toutes les raies du spectres (quelques dizaines de milliers de raies atomiques pour une étoile froide dans le domaine d'observation de NARVAL).La méthode multi-raies que j'ai utilisée pendant ma thèse est la déconvolution moindres-carrés (LSD) des spectres. C'est le code de déconvolution de J-F Donati, largement utilisé dans la communauté de spectropolarimétrie stellaire et introduit dans Donati *et al.* (1997) que j'ai utilisé.

On suppose que la polarisation circulaire, *Stokes V*, associée à chaque raie du spectre est donnée par son expression dans le cas de la solution champ faible :

$$V_l \propto g_{\text{eff}} \lambda_0 \frac{\partial I_l(v)}{\partial v} \tag{2.27}$$

7. Même si Stokes I est clairement dépendant de l'orientation du champ, comme montré par les coefficients apparaissant en 2.22, en pratique il n'est pas utilisé pour la mesure de l'orientation pour les étoiles froides car les solutions sont trop dégénérées

l'indice l est utilisé pour préciser qu'il s'agit du paramètre de Stokes d'une seule raie et l'expression est donnée en fonction de la vitesse radiale de l'étoile. On fait l'hypothèse que toutes les raies ont la même forme $k(v)$ (dérivée première de l'intensité) mais que seule leur profondeur d diffère, on a alors :

$$V_l \propto g_{\text{eff}}\, \lambda_0\, d\, k(v) \tag{2.28}$$

L'approximation de raies de la forme $d \times k(v)$ est *en général* valide uniquement pour les raies faibles (raies à profil gaussien pur). Les raies très profondes (saturées, avec le cœur de la raie optiquement épais) présentant des formes très particulières, comme les raies d'hydrogènes, de calcium et de sodium, sont soigneusement évitées lors d'une analyse LSD. Par ailleurs dans le cadre des étoiles froides, ces raies sont sensibles à divers mécanismes (activité, pulsation, etc...) et ne présentent pas un comportement similaire à la plupart des autres raies métalliques (et sont donc incompatibles avec l'hypothèse faite sur la forme des raies). En intégrant l'expression précédente sur toute l'étoile on obtient :

$$V(v) \propto g_{\text{eff}}\, \lambda_0\, d\, Z(v) \tag{2.29}$$

Ou $Z(v)$ correspond à l'intégrale sur toute l'étoile et est appelé *signature Zeeman moyenne*. De plus si on suppose que l'assombrissement centre bord (diminution de l'intensité du centre du disque au limbe) est constant en longueur d'onde alors $Z(v)$ est constant pour toutes les raies du spectre. Ainsi, de cette manière, le spectre observé Stokes V peut être écrit comme la convolution entre un peigne de Dirac ($M(v)$) représentant i raies d'amplitude $w_i = (g_{eff}\lambda_0 d)_i$ avec $Z(v)$. Du fait de l'approximation sur la profondeur des raies cela est aussi valable pour Stokes I (et dans ce cas là $w_i = d_i$).

$$M(v) = \sum_i w_i \delta(v - vi) \tag{2.30}$$

et,

$$V(v) = (M * Z)(v) \tag{2.31}$$

Pour combiner ainsi les raies, la méthode LSD suppose que chaque raie s'ajoute linéairement l'une avec l'autre. L'équation 2.31 peut être réécrite de manière équivalente sous la forme d'une multiplication matricielle

$$\mathbf{V} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z} \tag{2.32}$$

L'algorithme LSD consiste donc à obtenir $\mathbf{Z}$ connaissant $\mathbf{V}$. Cette solution, équivalente à une déconvolution est donnée par :

$$\mathbf{Z} = (\mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{V}, \tag{2.33}$$

avec $\mathbf{S}$ une matrice carrée diagonale dont les éléments sont les inverses des barres d'erreurs, σ, associées à une observation. La matrice $\mathbf{M}$ est quant à elle construite à partir d'un masque atomique contenant les informations de chaque raie qui sont utiles pour l'analyse LSD (facteur de Landé, profondeur relative, position et potentiel d'excitation). Ces informations atomiques sont extraites de la base de données atomiques et moléculaires VALD [8]. La matrice $\mathbf{M}$ est aussi appelée *masque*. La terminologie masque est analogue au masque de corrélation utilisée dans certaines techniques d'analyses comme CORAVEL (Mayor 1980) et CORAMAG (Borra *et al.* 1984). La figure 2.8 présente le résultat d'une analyse LSD sur l'étoile naine M AD Leo. Ce résultat appelé *profil LSD* contient trois informations : le profil moyen polarisé (dans ce cas Stokes V), le profil de raie moyen Stokes I et le null polarimétrique définit en 2.1.3. La méthode de déconvolution peut aussi être étendue aux paramètres de Stokes Q et U de la même manière.

8. http://vald.astro.uu.se/~vald/php/vald.php

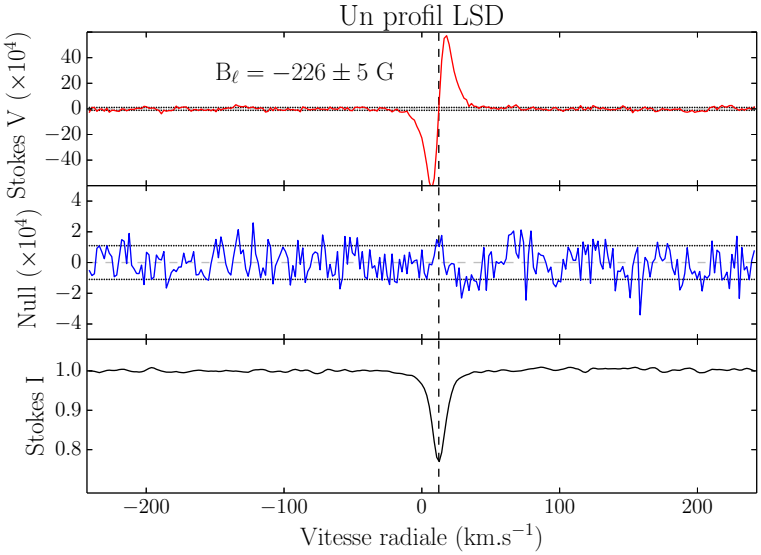


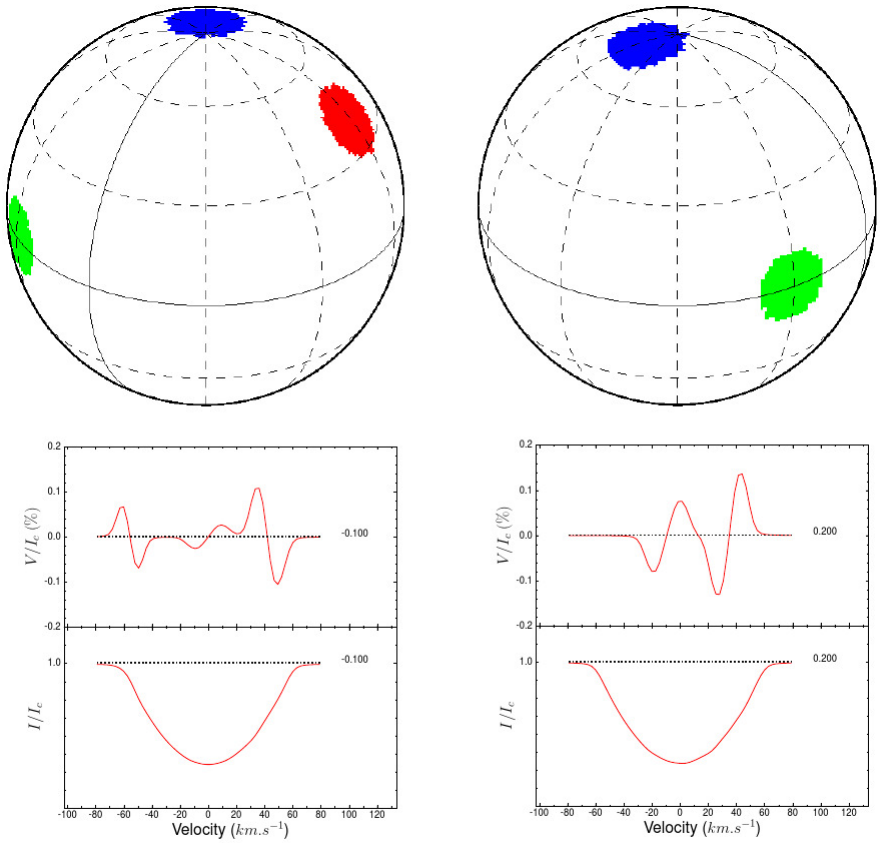
FIGURE 2.8 – Exemple d'un profil LSD discuté dans la section 2.4.3. Le panneau du haut correspond au Stokes V moyen (signature Zeeman Z), le panneau du milieu correspond au null et le panneau du bas au profil moyen de la raie. Sur cette figure le trait vertical pointillé noir place la vitesse radiale de l'étoile dans le repère héliocentrique et le trait fin horizontal la position du zéro. Les barres d'erreurs moyennes, $\pm 1\sigma$, sont montrées en traits horizontaux pointillés. Pour cette observation, le *null* est plat, au niveau du bruit, indiquant la bonne qualité de l'observation et l'absence de contamination parasite (voir section 2.1.3). La valeur du champ magnétique longitudinal est indiquée sur le panneau du haut.

2.4.4 Topologie du champ magnétique

Il est possible de reconstruire la topologie du champ magnétique (distribution du vecteur **B** à la surface de l'étoile) à partir d'observations spectropolarimétriques à haute résolution par la méthode d'*Imagerie Zeeman Doppler* (*ZDI*). Cette méthode avancée par Semel (1989) est le pendant magnétique de l'imagerie Doppler (Vogt 1987). Une tache magnétique, à la surface d'une étoile, va produire un signal polarisé. Comme je l'ai précisé précédemment, le signal observé est une moyenne intégrée sur tout le disque de l'étoile et il dépendra notamment de la position de cette tache sur le disque. Ainsi, sous l'effet de la rotation, le signal observé est modulé car la position de la tache magnétique (et sa projection sur la ligne de visée) change quand l'étoile tourne. En mesurant, à différentes phases de rotation stellaire, les paramètres de Stokes il est possible non seulement de remonter à la position sur le disque de l'étoile des taches, mais aussi de reconstruire la distribution du champ magnétique à la surface. La méthode d'imagerie (Zeeman) Doppler consiste à résoudre un problème inverse qui ajuste un modèle (généralement la solution champ faible) afin de reconstruire (tomographie) le vecteur champ magnétique à la surface d'une étoile, à partir d'observations obtenues à différentes époques. La figure 2.9 présente les principes de l'imagerie Zeeman Doppler dans le cas de plusieurs taches magnétiques.

Cette méthode est efficace pour les étoiles que l'on peut observer à différentes époques, échantillonnant la rotation complète (Morin *et al.* 2008*a*,*b*). Aussi, il est nécessaire que le temps d'évolution du champ magnétique soit plus long que la période de rotation de l'étoile. En conséquence de cela, pour les étoiles dont la période de rotation est longue, il est d'une part difficile d'obtenir une série temporelle d'observations continues couvrant une période de rotation (notamment à cause de l'observabilité de l'étoile) et d'autre part, le temps d'évolution du champ magnétique est probablement plus rapide que la période de

rotation. Ainsi, pour les étoiles froides évoluées la méthode ZDI ne semble pas adaptée (du fait de la longue période de rotation qui est parfois inconnue). Cependant, Aurière *et al.* (2014) ont reconstruit le champ dipolaire de l'étoile géante rouge Pollux dont la période de rotation est de l'ordre de 590 jours et la valeur du champ longitudinal est de $B_\ell \sim 1\ G$, suggérant que pour certaines étoiles de la branche des géantes rouges (et probablement de la branche asymptotique des géantes rouges) la méthode ZDI serait potentiellement applicable.



(a) $\varphi = -0.10$ (b) $\varphi = 0.20$

FIGURE 2.9 – Cette figure schématise les principes de l'imagerie Zeeman Doppler (ZDI). Des taches magnétiques (verte, bleu et rouge) sur le disque de l'étoile produisent un signal (intégré sur tout le disque et projeté sur la ligne de visée) à la fois dans le spectre non polarisé (I/Ic en bas) et dans le spectre polarisé (ici, V/Ic). Sur cette figure, une étoile simulée est montrée à deux phases de sa rotation $\varphi = -0.1$ et $\varphi = 0.2$ et on peut voir comment varie la polarisation, V/Ic, lorsque les taches se déplacent au cours de la rotation. Alors que l'empreinte de ces taches sur le spectre non polarisé n'est pas visible, on distingue parfaitement les signatures Zeeman associées à chacune de ces taches sur le spectre polarisé. Figure extraite de Morin (2012).

3

Magnétisme de surface des étoiles froides et évoluées

Sommaire

3.1 Magnétisme des étoiles froides évoluées 46
3.1.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes 46
3.1.2 Étoiles supergéantes rouges 47
3.1.3 Étoiles variables pulsantes 47
3.2 Normalisation des profils LSD 49
3.3 Probabilité de détection d'un signal stellaire 51

La photosphère des étoiles froides évoluées est très dynamique avec un temps d'évolution de l'ordre de la semaine au mois. Afin de pouvoir caractériser le magnétisme de surface de ces étoiles, il est donc nécessaire d'obtenir des séries temporelles d'observations régulières. Dans ce chapitre, les objectifs du programme d'observation *Magnetic fields in cool and evolved stars* au Télescope Bernard Lyot, ainsi que ses principaux résultats sont présentés. Enfin, je présente une modification de la méthode LSD, destinée à l'analyse automatique de nombreuses observations.

3.1 Magnétisme des étoiles froides évoluées

Comme présenté dans le chapitre 1, le magnétisme des étoiles froides évoluées (RGB, AGB, RSG) n'est pas très bien contraint et son rôle dans la perte de masse de ces objets non plus. Le programme d'observation au Télescope Bernard Lyot *Magnetic fields in cool and evolved stars* (ci-après LP) est dédié à l'étude du champ magnétique de surface d'un grand échantillon d'étoiles froides évoluées avec le spectropolarimètre NARVAL (présenté au chapitre 2, section 2.1.2). Son objectif principal étant la détection et la caractérisation de champs magnétiques à la surface d'étoiles de la branche asymptotique des géantes non pulsantes, d'étoiles supergéantes rouges et d'étoiles variables pulsantes (RV Tau et Mira). Par ailleurs, dans le cas du magnétisme des étoiles pulsantes, une relation entre la dynamique de l'atmosphère et la génération d'un champ magnétique est cherchée. Ce programme d'observation a couvert la quasi totalité de ma thèse du 3 mars 2015 au 17 février 2017. Au total, 14 étoiles ont été observées et plus de 1 630 spectres à haute résolution ont été collectés (incluant des mesures en polarisation circulaire, Stokes V, et polarisation linéaire Stokes Q et Stokes U). Pour toutes les étoiles observées (détaillées plus bas) je donne en annexe A leur type spectral, le nombre de spectres collectés (séquences polarimétriques) et la probabilité de détection (voir section 3.3 de ce chapitre). Dans le cadre de ma thèse, je me suis occupé, non seulement de la programmation des observations (observabilité des objets, temps de pose, nombre de spectre, etc...) mais aussi de l'analyse LSD de ces observations. Par ailleurs, j'ai été en charge de la diffusion des observations et des principaux résultats aux co-instigateurs du LP. Dans les sections suivantes je décris chaque type d'objet observé ainsi que les principaux résultats pour ces objets.

3.1.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes

La table 3.1 liste les étoiles de la branche asymptotique des géantes étudiées dans ce programme d'observation. Pour ces étoiles, l'objectif principal étant de continuer le travail d'investigation du magnétisme des étoiles au delà de la branche des géantes rouges (Konstantinova-Antova *et al.* 2013). Par ailleurs, comme indiqué dans le chapitre 1 section 1.5, pour les étoiles AGB se trouvant sur la deuxième « magnetic strip » (chapitre 1, section 1.5), une génération du champ magnétique par une dynamo solaire pourrait être envisagée. Ainsi, si le champ magnétique de ces étoiles est suffisamment contraint il serait possible d'en déduire une période de rotation. Les observations du LP ont permis de compléter le précédent suivi de l'étoile RZ Ari et la période de rotation déduite des observations pour cette étoile est d'environ 1230 jours (Konstantinova-Antova en préparation).

Objet	m_V	T. pose (s)	Type sp.	Détection (V)	Détections (Q/U)
RZ Ari	5.9	400	M6	DF	ND
EK Boo	5.6	400	M5	ND	-
β Peg	2.4	80	M2.5	DF	ND
β And	2.1	60	M0	ND	ND

Table 3.1 – Table des étoiles AGB observées (colonne 1) dans le cadre du LP. La deuxième, troisième et quatrième colonne donnent respectivement la magnitude visible, le temps de pose pour chaque observation et le type spectral de l'étoile. Enfin, la dernière colonne donne le critère de détection : détection fiable (DF), détection marginale (MD) et pas de détection (ND, voir sect. 3.3) ; pour ces étoiles en polarisation circulaire (V) et en polarisation linéaire (Q/U).

Objet	m_V	T. pose (s)	Type sp.	Détection (V)	Détections (Q/U)
α Ori	0.4	12	M2	DF	DF
μ Cep	4.0	200	M2	DF	DF
CE Tau	4.3	300	M2	DF	DF
α^1 Her	3.4	120	M5	DF	ND
ρ Cas	4.6	200	G2	ND	DF

TABLE 3.2 – Table des étoiles RSG observées. Même légende que pour la figure 3.1.

3.1.2 Étoiles supergéantes rouges

L'objectif principal associé aux étoiles supergéantes rouges est le suivi de l'étoile prototype Bételgeuse, déjà initié par Aurière *et al.* (2010), ainsi que la détection de champs magnétiques à la surface d'autres étoiles supergéantes rouges. Les étoiles observées, répertoriées dans la table 3.2, sont Bételgeuse, (α Ori), μ Cep, CE Tau et $\alpha^1 Her$. De plus, l'étoile hypergéante jaune ρ Cas (supposée dans une phase évolutive au delà de la phase RSG ou post-RSG ; Shenoy *et al.* 2016) a été aussi observée afin d'étudier l'évolution du champ magnétique au delà de la phase supergéante rouge. J'ai détecté un champ magnétique, longitudinal, de surface de l'ordre de 1 gauss à la surface des étoiles CE Tau, μ Cep et α^1 Her (voir chapitre suivant). Par ailleurs, j'ai aussi détecté de forts signaux polarisés linéairement pour les étoiles CE Tau et μ Cep. Dans le chapitre 4, je discuterai de l'influence de cette forte polarisation linéaire dans la détection de faibles champs magnétiques de surface. Enfin, dans le chapitre 5, je donnerai l'origine de ces signaux polarisés linéairement détectés pour CE Tau et μ Cep, ainsi que leur intérêt dans l'étude de la dynamique de surface de ces étoiles.
Le journal des observations des étoiles supergéantes rouges observées est donné en annexe A.

3.1.3 Étoiles variables pulsantes

La table 3.3 donne les principales caractéristiques des étoiles pulsantes observées dans le LP. L'objectif du programme d'observation, concernant les étoiles pulsantes, est double. D'une part, pour l'étoile de type RV Tauri R Sct, la recherche d'une relation entre la dynamique de son atmosphère et le magnétisme de surface de cette étoile. D'autre part, le suivi en polarisation linéaire de toutes les étoiles pulsantes (y compris les étoiles Mira). Un champ magnétique à la surface de l'étoile Mira χ Cyg (de l'ordre du gauss, Lèbre *et al.* 2014) et des étoiles de type RV Tauri R Sct et U Mon (de l'ordre de 10 gauss pour U Mon et 1 G pour R Sct, Sabin *et al.* 2015) ont déjà été détectés. La figure 3.1 montre un profil LSD (d'une observation antérieure au LP) associé à une détection d'un champ magnétique non ambiguë à la surface de l'étoile R Sct. Le profil de raie moyen présente deux composantes, caractéristiques du mécanisme de Schwarzschild (chapitre 1, figure 1.8). À partir de ce profil de raie moyen, j'ai effectué un ajustement à deux gaussiennes afin de mettre en évidence la composante bleue de la raie (matière entraînée dans le sillage de l'onde de choc) et la composante rouge de la raie (matière retombant sur l'étoile, Tessore *et al.* 2015). Ainsi, on distingue clairement que le profil Stokes V de la figure 3.1 est aligné avec la composante bleue de la raie, suggérant une relation entre onde de choc (dynamique) et champ magnétique (magnétisme). Malheureusement, dans le cadre du LP, je n'ai pas mis en évidence ce type de relation, principalement car aucune des observations n'a conduit à une détection claire d'un champ magnétique à la surface de l'étoile R Sct.
Cependant, comme pour les supergéantes rouges, des signaux polarisés linéairement ont été mesurés pour toutes ces étoiles pulsantes. Comme indiqué dans le chapitre 1 section 1.2.2, ces signaux sont très probablement reliés à l'onde de choc inhérente à ces étoiles.

Objet	m_V	T. pose (s)	Type sp.	Détection (V)	Détections (Q/U)
			Étoiles RV Tauri		
R Sct	4.9	1600	K0	MD	DF
AC Her	6.4	1600	F2	-	DF
U Mon	4.3	1600	K0	-	DF
			Étoiles Mira		
χ Cyg	4.5	400	S6	-	DF
Z Oph	7.0	2000	K4	ND	DF

TABLE 3.3 – Table des étoiles pulsantes observées, même légende que pour la figure 3.1. Pour ces étoiles variables, la magnitude donnée correspond à la magnitude au maximum de luminosité dans la courbe de lumière.

Dans le chapitre 6, je ferais une analyse détaillée des spectres polarisés linéairement des étoiles R Sct and χ Cyg et je discuterai son origine, qui comme dans le cas des étoiles RSG n'est pas reliée au champ magnétique (polarisation non Zeeman).

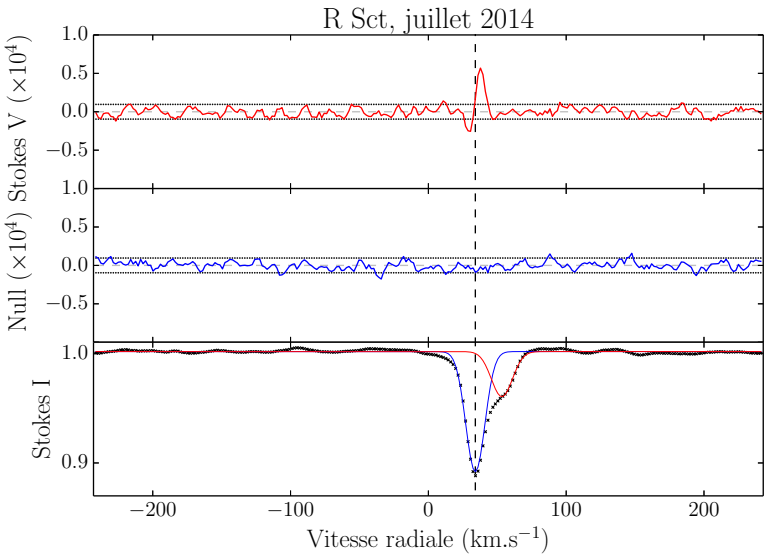


FIGURE 3.1 – Profil LSD de l'étoile R Sct. Le panneau du haut représente le profil Stokes V moyen, le panneau du milieu le *null* et le panneau du bas le profil de raie moyen (Stokes I). Le niveau $\pm 1\sigma$ est montré en traits pointillés gris et le niveau 0 par des tirets gris. La vitesse de l'étoile dans le repère héliocentrique est indiquée par les tirets verticaux noirs. L'ajustement de deux gaussiennes sur le profil de raie moyen est montré par les traits fins bleus et rouges dans le panneau du bas. Chacune de ces gaussiennes représente une composante du mécanisme de Schwarzschild.

3.2 Normalisation des profils LSD

Le résultat de la méthode LSD, appliquée à un spectre, est un profil LSD déjà introduit dans le chapitre 2 section 2.4.3. Un profil LSD est normalisé par trois paramètres : un facteur de Landé équivalent $\overline{g}$, une longueur d'onde équivalente $\overline{\lambda}$ et une profondeur équivalente $\overline{d}$. La signification de ces paramètres n'est pas toujours claire et un effort de précision doit être fait afin d'interpréter de manière non ambiguë un profil LSD. Ainsi, Kochukhov *et al.* (2010) notent qu'il est essentiel notamment d'expliquer la manière dont ces paramètres sont choisis, et d'expliciter si ces paramètres sont utilisés dans le calcul des composantes longitudinale et transversale du champ magnétique. Ces paramètres ne sont en général pas égaux au facteur de Landé moyen $\langle g \rangle$, la longueur d'onde moyenne $\langle \lambda \rangle$ et la profondeur moyenne $\langle d \rangle$ de l'ensemble des raies qui ont été prises en compte dans le calcul du profil LSD. Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé les paramètres $\{\overline{g}, \overline{\lambda}$ et $\overline{d}\}$ dans le calcul du champ longitudinal (B_ℓ) sur un profil LSD par la méthode des moments (chapitre 2 equation 2.26). Dans le code de Donati *et al.* (1997), des poids, w_I et w_P, dépendants des paramètres de normalisation sont définis. Pour qu'un profil LSD soit indépendant du choix de ces paramètres, w_I et w_P doivent être égaux à un. En général, dans toutes les analyses LSD faites avec le code de Donati *et al.* (1997), le jeu de paramètres conduisant à $w_I = w_P = 1$ est identifié de manière itérative :

1. $\overline{\lambda}$ est fixée grossièrement à une valeur caractéristique
2. $\overline{d}$ est ajusté pour avoir $w_I = 1$
3. $\overline{g}$ est ajusté pour avoir $w_P = 1$ (w_I restant égal à 1)

Le choix des paramètres est donc fortement dégénéré et est coûteux en temps lorsque de nombreuses observations doivent être analysées, comme c'était le cas dans le cadre du LP. Une autre technique consiste aussi, pour un masque donné, à fixer les paramètres de normalisation pour un type d'étoile et ou pour différentes observations d'une même étoile. De cette manière, le jeu de paramètres peut être déterminé une seule fois et peut être réutilisé. Pour les étoiles évoluées, dont la dynamique en surface est très marquée, la précédente méthode entraîne irrémédiablement des fluctuations des poids w_I et w_P au delà de 1 (voir plus bas). Du code LSD, j'ai identifié les relations liant les paramètres de normalisation aux poids w_I et w_P (voir aussi Kochukhov *et al.* 2010) :

$$\begin{cases} w_P = \dfrac{\sum_j (1/\sigma_j^2)\omega_V^2(j)}{\sum_j (1/\sigma_j^2)\omega_V(j)} \\ \\ w_I = \dfrac{\sum_j (1/\sigma_j^2)\omega_I^2(j)}{\sum_j (1/\sigma_j^2)\omega_I(j)} \end{cases} \tag{3.1}$$

avec σ_j l'erreur associée à la raie j du masque $\mathbf{M}$ et :

$$\begin{cases} \omega_V(j) = (g_{\text{eff}}(j) \times d(j) \times \lambda_0(j))/(\overline{g} \times \overline{\lambda} \times \overline{d}), \\ \\ \omega_I(j) = d(j)/\overline{d} \end{cases} \tag{3.2}$$

Avec g_{eff}, d et λ_0 le facteur de Landé effectif, la profondeur relative et la position de la raie j. Dans l'approximation champ faible, qui est faite par la méthode LSD, la dépendance en $g_{\text{eff}} \times d \times \lambda_0$ découle directement de l'équation 2.28. Ainsi, $w_P \propto \dfrac{1}{\overline{g} \times \overline{\lambda} \times \overline{d}}$. Pour une valeur de $\overline{\lambda}$ et de $\overline{d}$ fixée, $w_P \propto \dfrac{1}{\overline{g}}$ et une petite fluctuation, ϵ, de $\overline{g}$ conduit à une petite fluctuation de w_P qui est elle proportionnelle à $1 - \epsilon$. La figure 3.2 montre l'impact de ϵ sur l'amplitude du profil Stokes V.

En imposant $w_I = w_P = 1$ et en utilisant l'expression de ω_I et ω_V je déduis la relation suivante pour les paramètres de normalisation :

$$\overline{d} = \frac{\sum_j (1/\sigma_j^2) d^2(j)}{\sum_j (1/\sigma_j^2) d(j)} \tag{3.3}$$

et,

$$\overline{g} \times \overline{\lambda} = \frac{\sum_j (1/\sigma_j^2)(g_{\text{eff}}(j) \times d(j) \times \lambda_0(j))^2}{\overline{d} \sum_j (1/\sigma_j^2)(g_{\text{eff}}(j) \times d(j) \times \lambda_0(j))} \tag{3.4}$$

Ce qui veut dire notamment que $\overline{d}$ est déterminé de manière unique pour une observation donnée et un masque donné. Ainsi, le paramètre $\overline{g}$ peut être déterminé de manière unique en fixant $\overline{\lambda}$ et inversement. J'ai implémenté le calcul automatique des paramètres $\overline{d}$ et $\overline{g}$ dans le code LSD, et j'ai choisi de fixer $\overline{\lambda}$ *a priori*, de manière empirique. Le paramètre $\overline{\lambda}$ est donc pris, d'après la loi de *Wien*, comme la longueur d'onde d'émission maximum d'un corps noir de température effective (T_{eff}) dépendante du type d'objet considéré.

$$\overline{\lambda} = \frac{2,898}{T_{\text{eff}}}, \tag{3.5}$$

avec T_{eff} en K et $\overline{\lambda}$ en nm. Ainsi, pour toutes les supergéantes rouges étudiées dans ma thèse, j'ai utilisé $T_{\text{eff}} \propto 3750$ K et $\overline{\lambda} = 772$ nm, pour les étoiles géantes plus froides (AGB, Mira) $T_{\text{eff}} = 3500$. K et $\overline{\lambda} = 827$ nm et pour l'étoile R Sct, $T_{\text{eff}} \propto 4500$ K et $\overline{\lambda} = 640$ nm. Enfin, les relations précédentes concernant $\overline{\lambda}$ et $\overline{d}$ ne s'appliquent que dans le cas de la polarisation circulaire. Dans le cas de la polarisation linéaire Zeeman ces relations deviennent :

$$\begin{cases} \omega_{QU}(j) = (g_{\text{eff}}^2(j) \times d(j) \times \lambda_0^2(j))/(\overline{g}^2 \times \overline{\lambda}^2 \times \overline{d}) \\ \overline{g} \times \overline{\lambda} = \sqrt{\dfrac{\sum_j (1/\sigma_j^2)(g_{\text{eff}}^2(j) \times d(j) \times \lambda_0^2(j))^2}{\overline{d} \sum_j (1/\sigma_j^2)(g_{\text{eff}}^2(j) \times d(j) \times \lambda_0^2(j))}}, \end{cases} \tag{3.6}$$

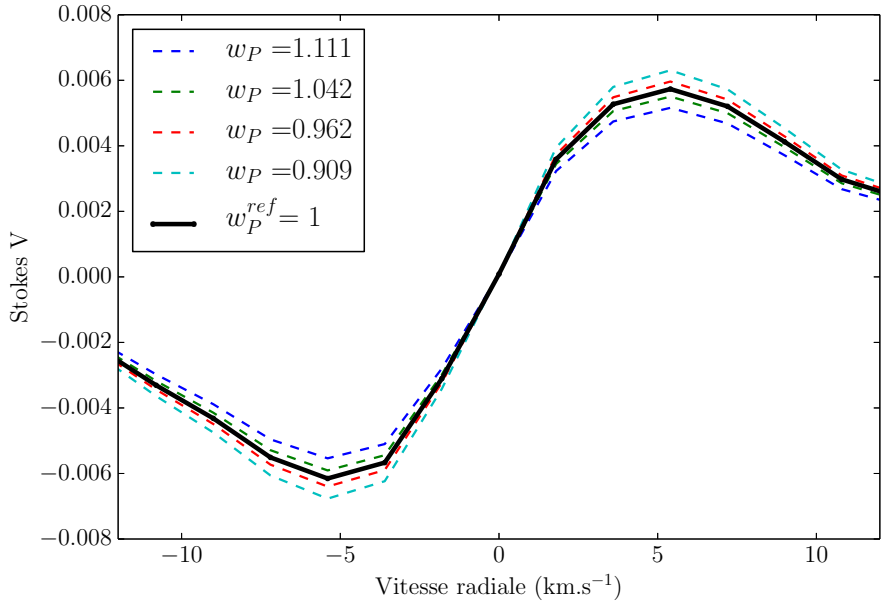


FIGURE 3.2 – Variation de l'amplitude du profil Stokes V pour différentes valeurs de w_P. Ces tests ont été faits sur l'étoile naine M AD Leo, pour un même masque et une même observation avec $\overline{\lambda} = 700$ nm et $w_I = 1$.

Dans les expressions précédentes, c'est le paramètre $\overline{g}$ qui est utilisé comme dans le cas de la polarisation circulaire. Dans le cadre de la polarisation linéaire due à la diffusion (non Zeeman) on a :

$$\omega_{QU}(j) = 1 \ \forall j \Rightarrow w_P = 1 \tag{3.7}$$

La relation pour $\overline{d}$ reste inchangée quelque soit le type de polarisation.

3.3 Probabilité de détection d'un signal stellaire

Donati *et al.* (1997) donnent la probabilité de détection, en terme du χ^2, d'un signal d'origine stellaire avec une certitude qui dépendra de la valeur de cette probabilité. La probabilité de *fausse alarme*, Q, donne la probabilité que le signal observé soit entièrement due à des fluctuations statistiques. Son complément, la *probabilité de détection*, $P = 1 - Q$ donne la probabilité que le signal observé ne soit pas dû à une fluctuation statistique. Ces probabilités sont données par (Press *et al.* 1992) :

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{\frac{\chi^2}{2}} e^{-t} e^{\frac{\nu}{2}-1} dt / \Gamma(\frac{\nu}{2}) \\ Q &= \int_{\frac{\chi^2}{2}}^{\infty} e^{-t} e^{\frac{\nu}{2}-1} dt / \Gamma(\frac{\nu}{2}), \end{aligned} \tag{3.8}$$

avec ν (positif) le nombre de degrés de liberté et Γ la fonction gamma de Euler donnée par :

$$\Gamma(\tfrac{\nu}{2}) = (\tfrac{\nu}{2} - 1)! \tag{3.9}$$

Trois seuils de détection sont définis, en fonction de l'erreur σ associée à une observation :

1) détection fiable (DF) : $P > 99.99\,\%$ ($> 4\sigma$)
2) détection marginale (MD) : $90\,\% > P \leq 99.99\,\%$ ($> 3\sigma$ & $\leq 4\sigma$)
3) pas de détection (ND) : $P \leq 90\,\%$ ($\leq 3\sigma$)

J'ai appliqué ces critères statistiques à tous les paramètres de Stokes polarisés (Q, U, V) comme il est usuel de le faire dans une analyse LSD. Aussi, j'ai étendu ces critères statistiques au *null* polarimétrique. La détection d'un signal dans le *null* aura son importance dans le chapitre suivant. Lorsque l'outil statistique appliqué à un paramètre de Stokes donne une détection fiable et une non détection pour le *null*, alors l'origine stellaire du signal n'est pas ambiguë. Cependant, lorsque la statistique indique une détection marginale, il est nécessaire d'étudier plus en détail l'observation afin de trancher sur son origine. Enfin, si la statistique conduit à une détection fiable à la fois dans le paramètre de Stokes observé et dans le *null*, l'origine stellaire du signal est fortement ambiguë et la présence d'une contamination parasite dans le signal observé ne peut être ignorée. Dans le chapitre suivant, j'étudie en détail le cas où, à la fois le signal *null* et le signal Stokes V conduisent à une détection fiable (DF).

4

Magnétisme de surface des supergéantes rouges

Sommaire

4.1 Détection du champ magnétique de surface des étoiles supergéantes rouges 54
4.2 La signification du *null* polarimétrique 54
4.3 Séparation de la composante Stokes V stellaire et parasite 57

Dans ce chapitre, je présente ma recherche sur le magnétisme de surface des étoiles supergéantes observées dans le cadre du programme d'observation *Magnetic fields in cool and evolved stars*. Dans un premier temps, je résume les principaux résultats de ce travail, obtenus grâce aux modifications de la méthode LSD présentées dans le chapitre précédent. Enfin, le papier scientifique, publié dans le journal *Astronomy & Astrophysics* est donné.

4.1 Détection du champ magnétique de surface des étoiles supergéantes rouges

Les étoiles analysées dans ce chapitre sont CE Tau, μ Cep, α^1 Her et ρ Cas. Les trois premières sont des supergéantes rouges bien connues et parmi les plus brillantes. Comme indiqué dans le chapitre précédent, ces étoiles ont été observées avec l'instrument NARVAL en polarisation circulaire et linéaire. Cependant, dans le cadre de l'étude du magnétisme de surface de ces étoiles, seules les observations en polarisation circulaire (Stokes V) ont été utilisées. La stratégie d'observation est identique à celle de Aurière *et al.* (2010) : les cibles sont observées à plusieurs époques pour tenir compte de leur variabilité et plusieurs séquences polarimétriques sont collectées par date observation (entre 5 et 25) et combinées afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (S/N). Enfin, une estimation du champ longitudinal est obtenue par application de la méthode des moments (chapitre 2 section 2.26) sur les profils Stokes V.
La figure 4.1 montrent les profils LSD des étoiles CE Tau, α^1 Her et ρ Cas. Excepté le cas de ρ Cas, j'ai détecté un champ magnétique de surface pour toutes les autres étoiles de l'ordre du gauss pour CE Tau et de la dizaine de gauss pour α^1 Her, montrant que Bételgeuse n'est pas la seule supergéante rouge possédant un champ magnétique de surface. Le temps d'évolution de ces champs magnétiques et en bon accord avec les temps de la dynamique photosphérique (de l'ordre de la semaine/mois) et l'hypothèse d'une dynamo locale invoquée dans le cas de Bételgeuse (chapitre 1 section 1.6), agissant au niveau des cellules de convection géantes, semble aussi être valable pour d'autres étoiles RSG. Cependant, pour l'étoile μ Cep, les profils LSD de sont pas montrées. En effet, sur la figure 4.2, représentant une observation obtenue le 1 septembre 2015, un signal net dans le *null* est visible (avec une probabilité de détection conduisant à une détection fiable). Bien qu'un signal soit aussi visible dans le Stokes V (détection fiable), un signal associé au *null* ne permet pas de conclure quant à la détection d'un champ magnétique à la surface de μ Cep. Ainsi, comme je l'ai dit dans le chapitre précédent (section 3.3), une recherche de l'origine du *null* est nécessaire.

4.2 La signification du $null$ polarimétrique

Comme indiqué dans la section 2.1.3 du chapitre 2, le *null* polarimétrique n'a aucune signification physique mais donne une information sur la fiabilité d'une observation. Le profil LSD de l'étoile μ Cep de la figure 4.2 est caractéristique de toutes les observations de l'étoile : un signal net en polarisation circulaire associé à un signal net dans le *null* (rendant la détection douteuse).
En général les variations de l'étoile au cours d'une même observation et/ou une météo changeante peuvent introduire un signal parasite dans le *null*, et l'observation est alors rejetée. Cependant, les supergéantes rouges ne subissent pas de changement significatif à l'échelle de temps d'acquisition d'une séquence (soit environ 30 min pour μ Cep et 3 sec pour Bételgeuse). Par ailleurs, les observations de μ Cep ont été obtenues dans diverses conditions météo, incluant des nuits de bonnes qualités (bas *seeing*). Il n'est donc pas judicieux de relier la présence d'un signal parasite à de mauvaises conditions d'observations. De plus, des signaux, d'amplitudes équivalentes à ce que l'on a pour μ Cep, ont déjà été mesurés pour d'autres étoiles évoluées et ont menés à la détection sans ambiguïté d'un faible champ magnétique à la surface de ces étoiles (par exemple le cas de la géante Pollux, Aurière *et al.* 2014). Cependant, au regard de la forte polarisation linéaire mesurée pour μ Cep (voir chapitre 5), j'ai envisagé la possibilité que le signal parasite observé dans le *null* puisse être dû à une contamination de la mesure du paramètre de

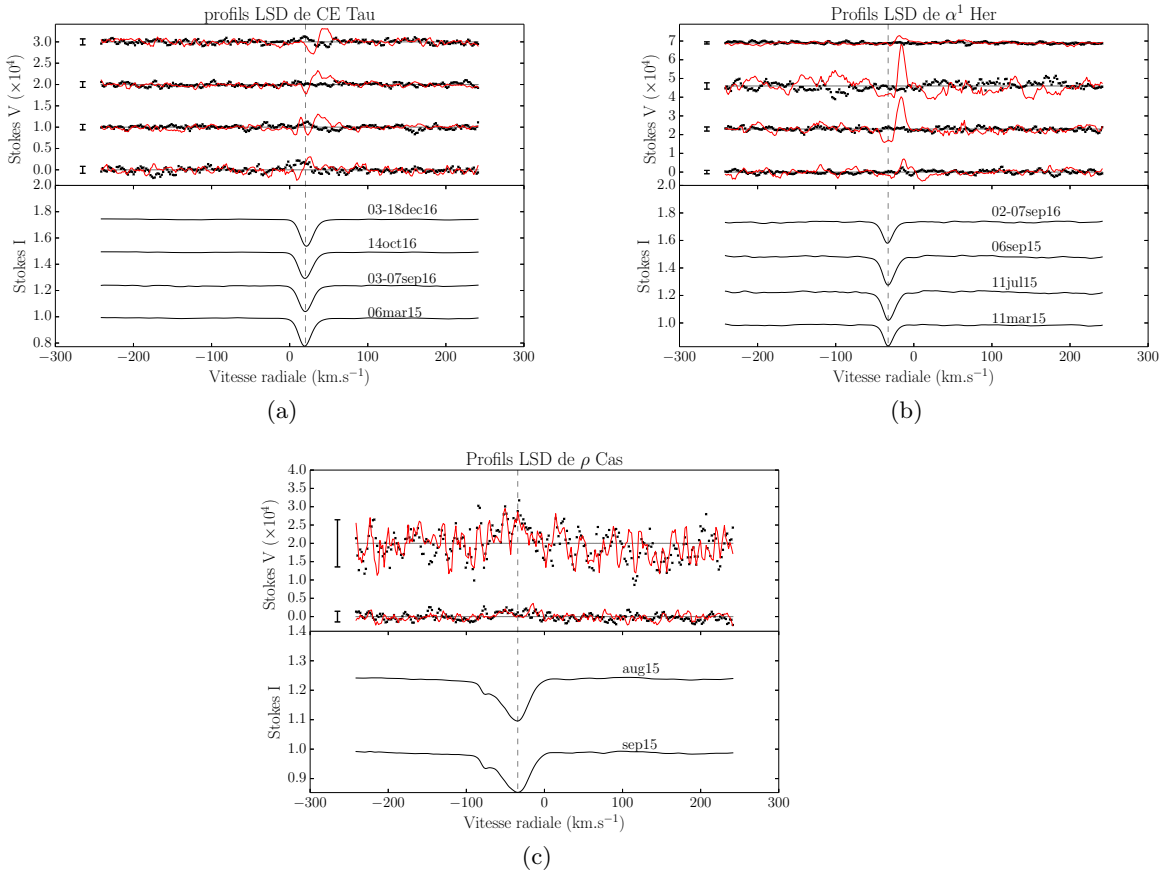


FIGURE 4.1 – Profils LSD Stokes V, à différentes dates d'observation, des étoiles supergéantes rouges CE Tau (a), α^1 Her (b) et ρ Cas (c). Sur chaque figure, le panneau du haut montre le profil Stokes V (en rouge), le *null* (croix noires) et la barre d'erreur moyenne (1σ, petit segment noir). Sur le panneau du bas, les profils Stokes I, relatifs à chaque profil Stokes V, sont donnés.

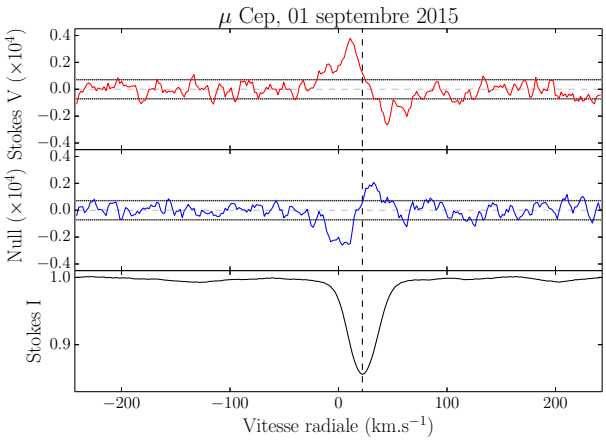


FIGURE 4.2 – Profil LSD de l'étoile μ Cep. Stokes V (haut), null (milieu) et Stokes I (bas) sont montrés ainsi que les erreurs moyennes ($\pm 1\sigma$, traits pontillés gris) et la vitesse de l'étoile dans le repère héliocentrique (tirets verticaux). Si le signal Stokes V semble non ambigu, un signal net dans le *null* introduit une incertitude sur cette possible détection de champ magnétique.

Stokes V par la polarisation linéaire Stokes Q et Stokes U : ou *diaphonie*[1]. La diaphonie (des paramètres Q, U vers V et réciproquement) est un problème instrumental connu à la fois sur l'instrument ESPaDOnS et NARVAL. Pour ces deux instruments jumeaux cet effet est de l'ordre de 3 %. Pour l'instrument ESPaDOnS, un problème dans le correcteur de dispersion atmosphérique a été identifié comme source de cet effet et depuis le niveau de diaphonie a été ramené à 0.5 %.

J'ai monté des observations particulières au Télescope Bernard Lyot destinées à dévoiler l'origine des signaux polarisés de l'étoile μ Cep (datées du 18 décembre 2016). Il s'agit de l'étoile RSG (du LP) pour laquelle les signaux mesurés en polarisation linéaire sont les plus intenses (taux de polarisation linéaire, $P_\ell > 100\times$ Stokes V, voir chapitre suivant) faisant d'elle le meilleur cas pour l'étude de la diaphonie. Dans le chapitre 2 section 2.1.2, j'ai montré, avec l'aide de l'équation 2.5, que lorsque l'on effectue une rotation du plan de référence de $-90°$ les paramètres de Stokes Q, U changent de signe et la polarisation circulaire Stokes V reste inchangée.
En particulier, si le *null* et la polarisation circulaire Stokes V sont en partie dus à de la diaphonie alors la polarisation linéaire parasite (relative à Stokes V) doit changer de signe elle aussi. J'ai donc dirigé deux séries observations de l'étoile μ Cep, comprenant chacune 8 séquences Stokes V et 4 séquences Stokes Q et 4 séquences Stokes U : une série d'observation standard (jeu 1) et une série observation avec le plan de référence tourné de $-90°$ par rapport au jeu 1 (jeu 2). Sur la figure 4.3, qui présente ces jeux d'observations, les paramètres de Stokes Q et U changent de signe, d'un jeu à l'autre, conformément à l'équation 2.5. Cependant, on remarque aussi que le *null* et le Stokes V changent aussi de signe. Ce changement de signe, pour la polarisation circulaire est inattendue et reflète la présence d'une composante parasite, liée à la polarisation linéaire et d'amplitude équivalente à la polarisation circulaire d'origine stellaire, dans le signal Stokes V mesuré. Ainsi, lorsque les paramètres de Stokes Q et Stokes U sont modifiés le signal Stokes V change irrémédiablement. Par ailleurs, le changement de signe du *null* est aussi quelque chose de nouveau.

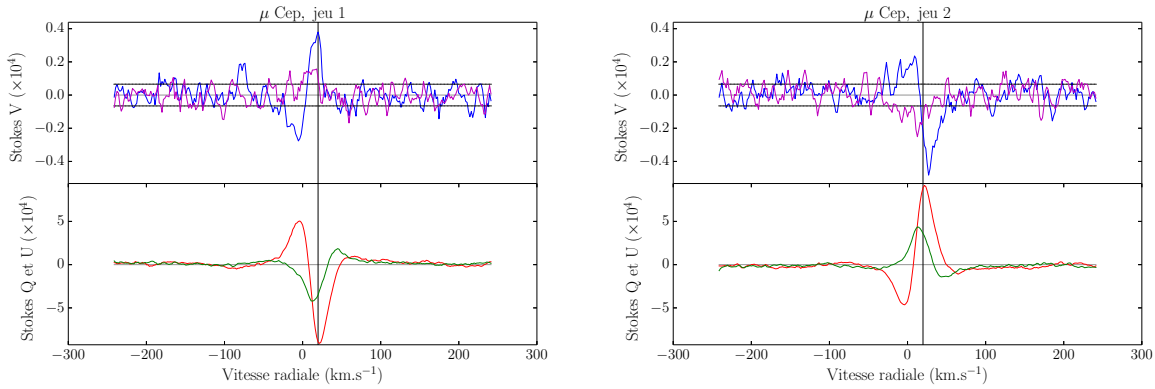


FIGURE 4.3 – Paramètres de Stokes V, Q, U mesurés pour l'étoile μ Cep. Le jeu 1 de paramètres de Stokes (a) a été acquis avec le plan de référence dans sa position standard. Le jeu 2 (b) a été acquis en tournant de $-90°$ le plan de référence. La polarisation circulaire est donnée en bleu et le *null* en violet sur les panneaux du haut de chaque figure. Les paramètres Stokes Q (rouge) et Stokes U (vert) sont tracés dans les panneaux du bas. La position du zéro est marquée par un trait fin gris et la position du centre du Stokes I par un trait vertical noir. Les barres d'erreurs moyennes ($\pm 1\sigma$) sont données en traits pointillés gris.

1. Ou encore *cross-talk* dans la langue de Shakespeare.

4.3 Séparation de la composante Stokes V stellaire et parasite

En suivant Bagnulo *et al.* (2009), la demi-somme des profils des jeux va annuler la polarisation linéaire, et notamment la polarisation parasite. Ainsi, la polarisation circulaire, d'origine stellaire est retrouvée. À l'inverse, la demi-différence des profils des jeux détruit la polarisation circulaire d'origine stellaire et le profil parasite est construit (le signal de diaphonie).

La figure 4.4 montre les signaux obtenus par demi-somme (a) et demi-différence (b). Par ailleurs, comme démontré par la figure 4.5, j'ai montré que le signal parasite construit était totalement compatible avec un signal dû à de la diaphonie de l'ordre de 3 %.

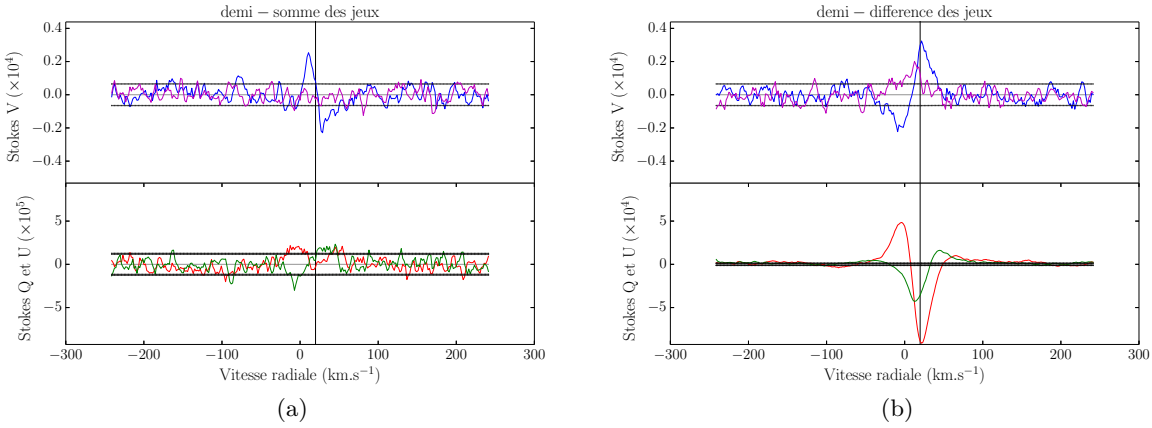


FIGURE 4.4 – Demi-somme et demi-différence des données des deux jeux. Mêmes légendes que sur la figure 4.3.

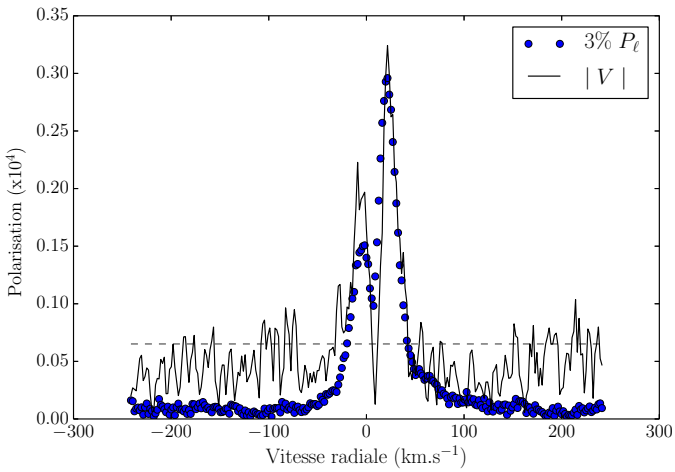


FIGURE 4.5 – Taux de polarisation linéaire (en bleu) par rapport à la polarisation circulaire parasite (en noir) calculée avec la demi-différence des jeux (voir texte). Cette polarisation parasite est à 3 % de la polarisation linéaire, en bon accord avec les mesures de diaphonie avec NARVAL.

Comme cela est attendu, la demi-somme annule la polarisation linéaire stellaire et parasite et la polarisation circulaire est sans ambiguïté d'origine stellaire. Le *null* est quant à lui amené au niveau du bruit. À l'inverse, la demi-différence produit une polarisation linéaire d'origine stellaire et un signal Stokes V parasite. Dans le cas précédent, le *null* est amené légèrement au dessus du bruit. Ainsi, j'ai mesuré un champ magnétique de l'ordre de 1 gauss pour l'étoile μ Cep, grâce à la mesure de ces deux jeux d'observations. Par ailleurs, quelques semaines plus tard (le 7 janvier 2017) une nouvelle observation de μ Cep dans des conditions standards (sans acquérir deux jeux de données) a été faite. Après avoir vérifié que les paramètres de Stokes Q et Stokes U, obtenus le 18 décembre et le 7 janvier se superposaient, j'ai utilisé le signal parasite, construit lors de la demi-différence, pour analyser la nouvelle observation de μ Cep. La figure 4.6 montrent les profils LSD du 18 décembre et du 7 janvier.
Ces observations ont permis de mettre en évidence l'influence de la diaphonie sur le *null* d'une part, et de mesurer sans ambiguïté un champ magnétique à la surface de l'étoile μ Cep. Dans l'article suivant, l'étude de la variabilité et de la forme des profils Stokes V de chaque étoile est présentée. De plus, la génération du champ magnétique de ces étoiles est discutée.

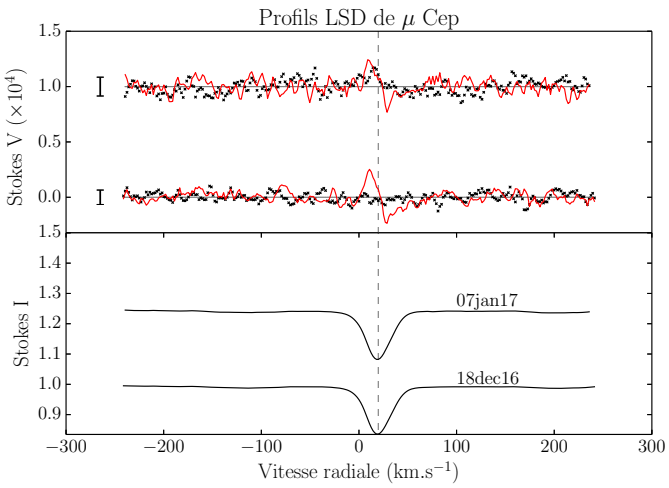


FIGURE 4.6 – Profils LSD Stokes V, à différentes dates d'observation, de μ Cep. Seules les deux observations, nettoyées du signal créé par diaphonie sont montrées. Mêmes légendes que sur la figure 4.1.

A&A 603, A129 (2017)
DOI: 10.1051/0004-6361/201730473
© ESO 2017

Astronomy & Astrophysics

Measuring surface magnetic fields of red supergiant stars*

B. Tessore[1], A. Lèbre[1], J. Morin[1], P. Mathias[2,3], E. Josselin[1,2,3], and M. Aurière[2,3]

[1] LUPM, Université de Montpellier, CNRS, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier, France
e-mail: benjamin.tessore@umontpellier.fr
[2] Université de Toulouse, UPS-OMP, Institut de recherche en Astrophysique et Planétologie, 31000 Toulouse, France
[3] CNRS, UMR5277, Institut de recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

Received 20 January 2017 / Accepted 19 April 2017

ABSTRACT

Context. Red supergiant (RSG) stars are very massive cool evolved stars. Recently, a weak magnetic field was measured at the surface of α Ori and this is so far the only M-type supergiant for which a direct detection of a surface magnetic field has been reported.
Aims. By extending the search for surface magnetic field in a sample of late-type supergiants, we want to determine whether the surface magnetic field detected on α Ori is a common feature among the M-type supergiants.
Methods. With the spectropolarimeter Narval at Télescope *Bernard-Lyot* we undertook a search for surface magnetic fields in a sample of cool supergiant stars, and we analysed circular polarisation spectra using the least-squares deconvolution technique.
Results. We detect weak Zeeman signatures of stellar origin in the targets CE Tau, α^1 Her and μ Cep. For the latter star, we also show that cross-talk from the strong linear polarisation signals detected on this star must be taken into account. For CE Tau and μ Cep, the longitudinal component of the detected surface fields is at the Gauss-level, such as in α Ori. We measured a longitudinal field almost an order of magnitude stronger for α^1 Her. We also report variability of the longitudinal magnetic field of CE Tau and α^1 Her, with changes in good agreement with the typical atmospheric dynamics time-scales. We also report a non-detection of magnetic field at the surface of the yellow supergiant star ρ Cas.
Conclusions. The two RSG stars of our sample, CE Tau and μ Cep, display magnetic fields very similar to that of α Ori. The non-detection of a magnetic field on the post-RSG star ρ Cas suggests that the magnetic field disappears, or at least becomes undetectable with present methods, at later evolutionary stages. Our analysis of α^1 Her supports the proposed reclassification of the star as an M-type asymptotic giant branch star.

Key words. supergiants – stars: late-type – stars: magnetic field – techniques: polarimetric

1. Introduction

With masses ranging from about 10 $M_\odot$ to 40 $M_\odot$, red supergiant (RSG) stars, meaning supergiants of M spectral-type, can be considered as the massive counterparts of asymptotic giant branch (AGB) stars. These cool evolved stars are surrounded by a circumstellar envelope (CSE) that is rich in molecules and dust grains.

Similar to AGB stars, RSG stars are losing a large amount of mass, up to 10^{-4} $M_\odot$/yr. Asymptotic giant branch and RSG stars are therefore considered as important recycling agents of the interstellar medium. To date, the physical processes contributing to their high mass-loss rates have not been fully identified, although in turn, mass loss is an essential driver of stellar evolution, and thus a key ingredient to stellar evolution codes.

At photospheric level, both radiative hydrodynamics (RHD) simulations (Chiavassa et al. 2009) and interferometric observations (Haubois et al. 2009) show that RSG stars have a small number of giant convective cells, in agreement with earlier theoretical predictions (Schwarzschild 1975). Unlike pulsating AGB stars, RSG stars are irregular variables and their related luminosity variations can be assigned to the changes of the convective cells with time. Thus a mass loss triggered by pulsations, as occurring in for example Mira stars, is likely irrelevant for RSG stars. Moreover, a significant amount of dust is only found far from the photosphere (Danchi et al. 1994) so that radiation pressure on dust grains cannot trigger a mass-loss event, as suggested for AGB stars (see Höfner 2008). However, the surface temperature is low enough for molecules to form in the photospheric regions. Regarding spectroscopic observations, Josselin & Plez (2007) proposed that turbulent convective motions and radiation pressure on molecules may initiate a mass-loss event. They also recall that the magnetic field is often invoked in mass-loss mechanisms.

Magnetic fields have already been detected at several radii in the CSE of cool AGB stars and in the RSG star VX Sgr using SiO, H_2O and OH masers polarisation (see for instance Vlemmings 2014, and references therein). Still, little is known about the surface magnetism of cool evolved stars, especially in RSG stars, although the new generation of spectropolarimeters have recently provided new information about the surface magnetism of supergiants of spectral type A-F-G-K. Grunhut et al. (2010) report a detection rate of a surface magnetic field of one third in a sample of thirty yellow supergiants of A-F-G-K type. However, they fail to detect a magnetic field at the surface of any of the three RSG stars, of spectral type M, in their sample, α Ori, σ CMa and α Sco. In a parallel study, Aurière et al. (2010) detect a weak magnetic field, at the Gauss-level, at the surface of α Ori and this is so far the only RSG star for which a direct detection has been obtained. A follow-up study also

* Based on observations obtained at the Télescope *Bernard Lyot* (TBL) at the Observatoire du Pic du Midi, operated by the Observatoire Midi-Pyrénées, Université de Toulouse (Paul Sabatier), Centre National de la Recherche Scientifique of France.

shows that this surface magnetic field appears to vary on a monthly time-scale (Bedecarrax et al. 2013; Petit et al. 2013) in agreement with the convective patterns time-scale (Freytag et al. 2002; Montargès et al. 2015).

We collected and analysed high-quality spectropolarimetric data for a sample of three RSG stars and one yellow supergiant (hereafter, YSG). In Sect. 2 we present the targets and the strategy of observations and in Sect. 3 we present our data analysis. In Sect. 4 we discuss our main results for individual objects and conclusions are presented in Sect. 5.

2. Targets and observations

In this work we analyse circularly polarised spectra of three RSG stars, μ Cep, α^1 Her, CE Tau, and of one YSG star, ρ Cas. We have chosen these three RSG stars for their similarities with the well known α Ori, Betelgeuse; considered as our reference star throughout this paper. We also considered the YSG star ρ Cas, known to be in the post-RSG phase, to give a first glance at the magnetic properties of stars right after the RSG phase.

These targets belong to an observing program, initiated in 2015 at Télescope *Bernard-Lyot* (TBL, Pic du Midi France) with the Narval instrument, the twin of the ESPaDOnS spectropolarimeter (Donati et al. 2006). This large program is dedicated to the investigation of the surface magnetism of cool evolved stars located in the upper right part of the Hertzsprung-Russel diagram. It includes objects such as M-type AGB stars, Mira stars, RV Tauri stars and our RSG targets plus α Ori. Table 1 introduces the observed targets and presents their most relevant physical parameters for this study.

We used Narval in circular polarisation mode to detect Zeeman signatures tracing the presence of a surface magnetic field. In polarimetric mode, Narval simultaneously acquires two orthogonally polarised spectra covering the spectral range from 375 nm to 1050 nm in a single exposure at a resolution of about 65 000. A classical circular polarisation observation, hereafter a Stokes V sequence, is composed of four sub-exposures between which the half-wave retarders (Fresnel rhombs) are rotated to cancel first-order spurious signatures. The optimal extraction of spectra is performed with Libre-ESpRIT (Donati et al. 1997), an automatic and dedicated reduction package installed at TBL and it includes wavelength calibration, continuum normalisation, and correction to the heliocentric rest frame. The reduced spectra contain the normalised intensity (I/I_c, hereafter Stokes I, with I_c the unpolarised continuum intensity), the normalised circular polarisation (V/I_c, hereafter Stokes V) and their corresponding standard deviations as functions of wavelength. In the output spectra a null (N/I_c) diagnosis that does not contain any physical informations about the target star is also included. However, in absence of spurious polarisation, the null diagnosis is featureless and statistically consistent with the noise, therefore indicating the good quality of polarimetric observations (see Sect. 3.3).

To detect Gauss-level magnetic field at the surface of supergiants it is necessary to reach a high signal-to-noise ratio (S/N) and therefore we need very long exposure time. However, in order to avoid saturation of the CCD, in the reddest orders, we have adopted the same strategy of observation as previous studies dedicated to cool evolved stars, which consists in co-adding many polarimetric Stokes V sequences to ensure that the requested S/N, >1000 per 2.6 km.s^{-1} velocity bin, is achieved. Considering the successful detection of a surface magnetic field on α Ori by Aurière et al. (2010) and subsequent papers we took into account the following key points to reach a minimal detection threshold in Stokes V observations better than the Gauss-level: (i) we have observed each target at several epochs separated by at least one month, to account for intrinsic variability; and (ii) we have collected between five and twenty five contiguous series of Stokes V sequences for each target so that it is possible to average them to increase the S/N. Table 2 summarises the observations for each target.

3. Data analysis

3.1. Methods

Because the Zeeman signatures we want to detect in Stokes V sequences are very faint, with amplitudes relative to the continuum typically below 10^{-4}, we need to reach very high S/N and this cannot be achieved in one spectral line. Hence, to get a good spectral lines diagnosis, so as to detect those faint amplitude signals, we have used the least-squares deconvolution (LSD) method (Donati et al. 1997). It assumes that the observed spectrum is the convolution of a weighted Dirac comb, parametrised by the Landé factor, the depth, and the central wavelength defining the spectral lines, with a mean line profile. Then the LSD algorithm solves the inverse problem, finding the mean line profile knowing the observed spectrum. Therefore the LSD method is a multi-line technique that extracts a mean line profile, also called an *LSD profile*, from thousands of spectral lines, the typical value for cool stars, referenced in a mask file (see below). Hence the S/N is drastically amplified roughly proportionally to the square root of the number of lines used. The multiplex gain, defined as the ratio between the S/N in the LSD profile and the spectrum S/N peak is about twenty.

The LSD profile is computed by means of a digital mask gathering the intrinsic parameters of thousands of atomic lines provided by the Vienna Atomic Line Database (VALD; Kupka et al. 1999). This mask is computed with a Kurucz model atmosphere with solar abundances (Kurucz 2005). For each target, this mask depends on the assumed stellar parameters, $T_{\rm eff}$ and $\log g$, and more specifically on the details of the underlying model atmosphere such as chemical composition and opacities. For our three RSG stars, which have similar stellar parameters (see Table 1), we used the same mask as in Aurière et al. (2010) for α Ori : $T_{\rm eff} = 3750$ K, $\log g = 0.5$. For our YSG star ρ Cas, we have selected a model atmosphere with stellar parameters: $T_{\rm eff} = 6000$ K and $\log g = 0.5$.

An LSD profile is normalised by three free parameters: the equivalent depth ($\bar{d}$), the equivalent Landé factor ($\bar{g}$) and the equivalent wavelength ($\bar{\lambda}$). The LSD method relies on two main assumptions: (i) all the lines have the same shape, weighted by intrinsic parameters, namely central depth relative to the unpolarised continuum, Landé factor and central wavelength; and (ii) the lines add up linearly. We also chose to avoid lines with circumstellar and/or chromospheric contributions, meaning H, He, and resonance lines, so as to respect assumption (i). To increase the S/N, again, for each star we averaged the LSD profiles of contiguous series of Stokes V, when the dates of observations were close enough to result in similar Stokes I profiles.

However, the spectra of very cool stars contain a large number of molecular lines which are not yet included in our LSD analysis, such as TiO bands. Therefore the spectral lines of RSG stars are strongly blended and these atomic and molecular blends can be a real problem for performing LSD analysis because assumption (ii) may be broken. However, several analysis on cool stars show that LSD gives accurate results even with strong molecular blend typical of early- and mid-M spectral types (Morin et al. 2008; Aurière et al. 2010; Lèbre et al. 2014).

Table 1. Stellar parameters for each target.

Target	Spectral type	$T_{\rm eff}$ (K)	log g	$m_{\rm V}$	M ($M_\odot$)
μ Cep	M2eIa	3750	–0.36	4.10	25
α^1 Her	M5Ib-II(+G8III+A9IV-V)	3280	0.0	3.35	2.5
CE Tau	M2Iab-Ib	3510	0.0	4.30	15
ρ Cas	G2Ia0e	6000	0.25	4.59	–
α Ori	M1-M2Ia-ab	3780	0.08	0.42	15

Notes. The visual magnitudes (m_V) are taken from the SIMBAD database. Stellar parameters ($T_{\rm eff}$; log g; M ($M_\odot$)) are taken from Levesque et al. (2005) for α^1 Her, CE Tau, μ Cep and α Ori (α Ori is shown here for comparison) and from Boiarchuk & Liubimkov (1983) for ρ Cas.

Table 2. Journal of Narval observations.

Target	Julian dates (HJD-2 400 000.5)	Dates (yyyy-mm-dd)	Exposure time (s)	Sequences	S/N peak (/2.6 km s^{-1} bin)
μ Cep	57 213.1	2015-07-09	200	16	1740
	57 266.9	2015-09-01	200	25	1550
	57 309.9	2015-10-14	200	25	1391
	57 337.9	2015-11-11	200	25	1542
	57 740.8	2016-12-18[a]	200	8	1695
	57 760.8	2017-01-07	200	8	1749
α^1 Her	57 093.1	2015-03-11	120	16	2122
	57 214.9	2015-07-11	120	16	2069
	57 271.8	2015-09-06	120	9	1970
	57 633.9	2016-09-02	120	5	1842
	57 634.8	2016-09-03	120	11	1632
	57 636.9	2016-09-05	120	5	1177
	57 637.9	2016-09-06	120	7	1537
	57 637.9	2016-09-07	120	7	1302
CE Tau	57 087.9	2015-03-06	300	16	1004
	57 635.2	2016-09-03	300	16	1265
	57 639.2	2016-09-07	300	10	1461
	57 676.2	2016-10-14	300	16	1501
	57 741.0	2016-12-18	300	16	1501
ρ Cas	57 246.1	2015-08-11	400	14	956
	57 263.1	2015-08-28	400	16	1008
	57 273.1	2015-09-07	400	21	1033
	57 274.1	2015-09-08	400	19	1069
	57 276.1	2015-09-10	400	5	752

Notes. The first column recaps the name of the observed targets and the second and the third columns give the dates of the observations (Heliocentric Julian date and Gregorian calendar, respectively). The fourth column displays the total exposure time for a single Stokes V sequence (combination of four sub-exposures). The fifth column gives the number of Stokes V sequences collected for each observational date. Finally the last column gives the mean maximum S/N reached in an individual Stokes V spectrum. The exponent [a] for the star μ Cep, indicates the technical observations presented in Sect. 3.4.2.

To avoid the over-representation of weak lines in the mask and to ensure a robust analysis with LSD, only lines with depth over 40% of the continuum were kept (Donati et al. 1997), resulting in an atomic mask with 12 000 lines over the observed spectral range.

We adopted the same statistical criteria as in Donati et al. (1997), widely used in the stellar spectropolarimetry community, that result in a "definite detection" (DD), "marginal detection" (MD) and "no detection" (ND) if the detection probability is, respectively, over 99.99%, over 90.0%, and lower than 90.0%. We also applied these criteria to the null profiles to assess whether they display any significant features. In case for which the statistics lead to a "no detection" in the null profiles we attribute a Zeeman origin for the Stokes V signals, based on the successful detection of very weak circularly polarised signatures in the RSG star α Ori (Aurière et al. 2010) and in cool giants (see for instance Konstantinova-Antova et al. 2013; Sabin et al. 2015; Lèbre et al. 2014; Aurière et al. 2015). However, in the case of a "definite detection" of a signal in the null profiles we performed an in-depth study of this signal.

3.2. Detections

Figure 1 shows the LSD profiles with the highest S/N among all the observations of each target. We applied the LSD statistical tools to these averaged signals.

For ρ Cas we obtain a "no detection" both in Stokes V and in the null. For CE Tau and α^1 Her we obtain a "definite detection" in Stokes V and a "no detection" in the null.

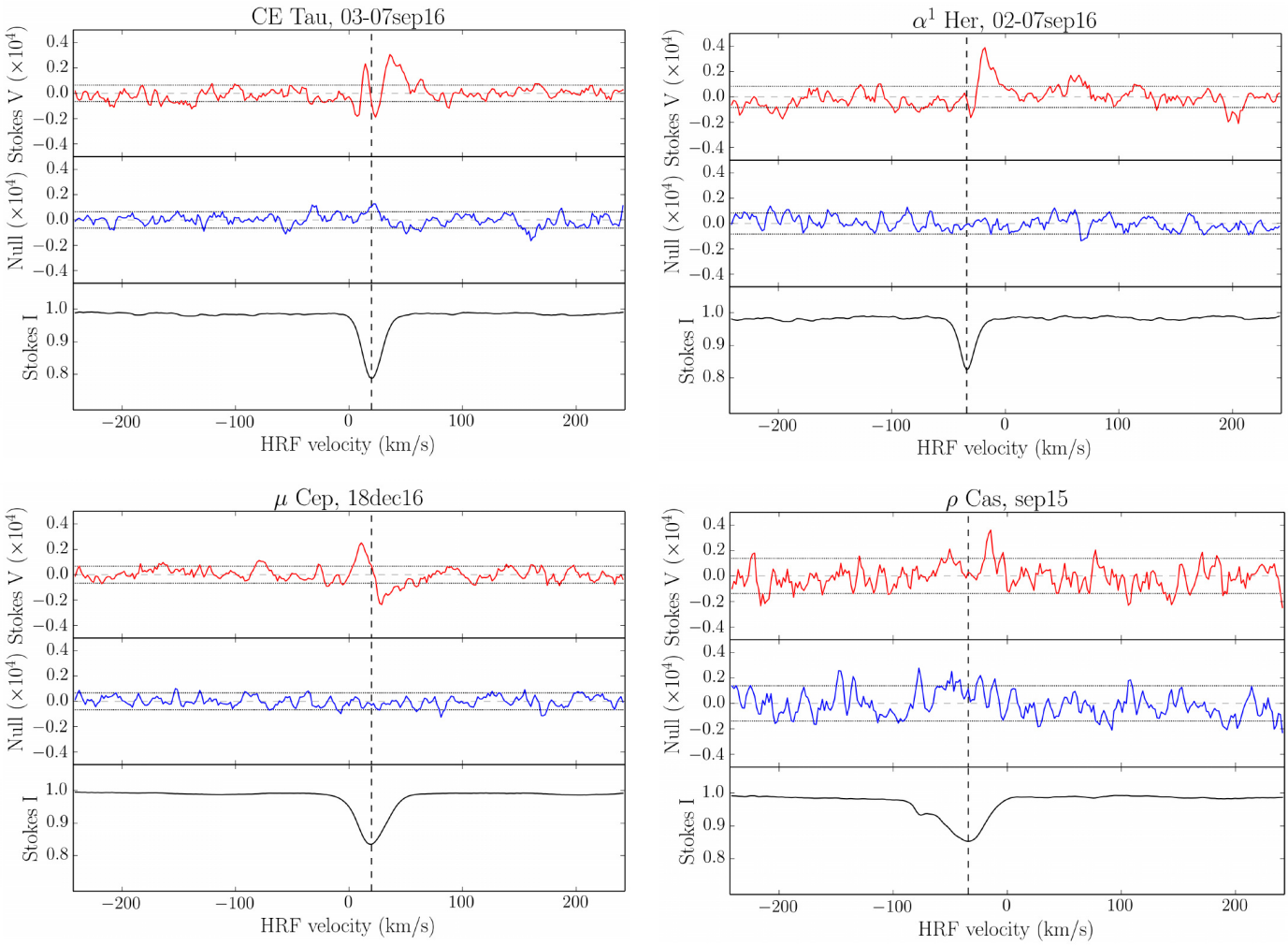


Fig. 1. Highest S/N LSD profiles. For each panel, *top plot*: Stokes V in red; *middle plot*: null diagnosis in blue; and *bottom plot*: Stokes I in black. The doted horizontal lines represent the $\pm 1\sigma$ level and the dashed horizontal lines the 0 position. The vertical line marks the radial velocity of the star in the heliocentric rest frame. The profile of μ Cep is free from linear polarisation to circular polarisation cross-talk (see Sects. 3.3 and 3.4.2)

More problematic was the case of μ Cep, where we obtain a "definite detection" both in Stokes V and in the null in most of our observations.

The complete statistics for each target and each LSD profile are presented in Table 3.

3.3. null profiles analysis

As explained in the Sect. 3.1, in addition to the Stokes V profile, the LSD method provides a null diagnosis profile. Although indicative, the absence of signature in the null diagnosis cannot be taken as a definite proof of the absence of contamination of the Stokes V by spurious polarisation, as shown in Bagnulo et al. (2013). However, for a stabilised echelle spectropolarimeter without insertable optical element and with an optimised calibration procedure and a reduction software such as Narval, the effects mentioned by Bagnulo et al. (2013) are largely mitigated.

The changing sky conditions or the variability of the star during the four sub-exposures, for instance, may induce a spurious signal and the associated null signal, that generally leads to rejection of the corresponding observation. On the other hand, though some instrumental or data-reducing effects might affect Stokes V without affecting the null signal as shown for FORS/VLT by Bagnulo et al. (2013), the absence of signature in the null diagnosis is considered as an indication of a sound measurement. Evidence of this kind of pollution of Stokes V results has never been shown for Narval nor ESPaDOnS up to now. Actually, Stokes V signals as weak as those observed for RSG stars have been currently observed for red giant stars and A-type stars, with insignificant associated null signals, including two stars whose magnetic fields are found to vary with a period that has been independently spectroscopically detected by other authors, Vega (A0V, rotation period about 0.7 d, Petit et al. 2010) and, Pollux (K0III, period about 590 d, Aurière et al. 2014). These observations clearly show that Stokes V data of Vega and Pollux are dominated by a stellar signal and that it is unlikely that the Stokes V of RSG stars are significantly polluted by an unknown instrumental problem when the associated null profiles are featureless. Moreover, the coexistence of detections and non-detections of weak magnetic fields among RGB and AGB stars of similar properties observed under equivalent conditions, and the fact that the detections gather in "magnetic strips" (Aurière et al. 2015; Charbonnel et al. 2017) further supports our ability to reliably detect weak magnetic fields with Narval using the null parameter as a quality check.

Table 3. Longitudinal magnetic fields computed for each observation.

Target	Obs. date	$\overline{\lambda}$	$\overline{g}$	$\overline{d}$	$B_\ell \pm \sigma$ (G)	Detection (Stokes V)	Detection (*null*)
μ Cep	2015-07-09*	772	1.14	0.66	–	–	DD
	2015-09-01*	772	1.14	0.69	–	–	DD
	2015-10-14*	772	1.14	0.69	–	–	DD
	2015-11-11*	772	1.12	0.69	–	–	DD
	2016-12-18	772	1.24	0.69	1.0 ± 0.3 †	DD†	ND
	2017-01-07	772	1.16	0.69	1.3 ± 0.3 †	DD†	ND
α Her	2015-03-11	772	1.19	0.68	−5.8 ± 0.4	DD	ND
	2015-07-11	772	1.19	0.66	−7.4 ± 0.3	DD	ND
	2015-09-06	772	1.20	0.66	−7.6 ± 0.5	DD	ND
	2016-09-02/03/05/06/07	772	1.27	0.67	−2.7 ± 0.3	DD	ND
CE Tau	2015-03-06	772	1.20	0.69	−1.2 ± 0.3	MD	ND
	2016-09-03/07	772	1.20	0.68	−1.7 ± 0.2	DD	ND
	2016-10-14	772	1.13	0.69	−1.2 ± 0.2	DD	ND
	2016-12-18	772	1.15	0.69	−2.7 ± 0.5	DD	ND
ρ Cas	2015-08-11/28	570	1.30	0.64	–	ND	ND
	2015-09-07/08/10	570	1.30	0.62	–	ND	ND

Notes. The first and the second column give the targets and the observation dates, respectively. The third, fourth and fifth column give the LSD parameters introduced in Sect. 3.1 The last columns give the values of the longitudinal magnetic field and the 1σ level for each LSD profile, and the associated statistical threshold flag (as described in Sect. 3.1). The * for μ Cep observations indicates that they are plagued by spurious polarisation (see Sect. 3.4.2) and therefore we did not compute the longitudinal magnetic field. The † indicates that the LSD statistics and the estimation of B_ℓ were performed on the cleaned profiles of μ Cep (see Sects. 3.4.2 and 4.1).

In the following paragraphs we further investigate the possible causes of the signals detected in the null profiles, focusing on the case of μ Cep. Firstly, we note that the majority of our μ Cep profiles are systematically plagued by a definite null signal, sharing a similar shape as the Stokes V signal, although our observations have been collected in diverse weather conditions, including photometric conditions, and at a range of airmasses. This rules out the explanation related to poor and/or changing sky conditions. Secondly, RSG stars are not known to undergo significant variations on a time-scale of a few hours on which our observations are generally collected. We also note that the timespan over which a sequence of spectra is acquired varies from a few hours to a few days whereas we always observe a clear signal in the null profile.

Folsom et al. (2016) found that for young cool stars, in case of very poor S/N, a null signal could occur due to the very noisy blue part of the spectrum. In spite of the high peak S/N ratio of our observations, due to the intrinsic spectral energy distribution of RSG stars, the bluest orders of our spectra do have a low S/N. Looking at observations of our Large Program of the RSG star α Ori we found that few of the LSD Stokes V profiles are associated with a clear signal in the null, whereas for μ Cep the majority of the Stokes V profiles are associated with a definite null signal except for the last observation of the star dated from 2017 January 7. We removed the blue part of the spectrum, up to $\lambda = 500$ nm, of μ Cep before performing the LSD analysis but this resulted in no noticeable improvement, thus ruling out Folsom's hypothesis.

In the next section we explore another possible source of spurious Stokes V polarisation that may lead to a signature in the null profile: the presence of strong linear polarisation of stellar origin.

3.4. *Incidence of linear polarisation on our Stokes V observations*

3.4.1. Cross-talk of ESPaDOnS and Narval

In their study of a sample of A-F-G-K-M supergiant stars, Grunhut et al. (2010) consider the effect of stellar linear polarisation on circular polarisation observations, they noted that prior 2009 ESPaDOnS instrument was known to suffer from cross-talk effect, mainly due to the Atmospheric Dispersion Corrector (ADC) and that this problem was almost solved when a new ADC was installed in 2010, reducing the cross-talk level in ESPaDOnS from 5% to 0.6% (Barrick et al. 2010). Besides, Grunhut et al. (2010) disregarded the possibility that strong linear polarisation signals exist in the spectra of supergiant stars, because this phenomenon was not known at that time yet, and that any such signal would be too low to give any significant contribution to the measured circular polarisation. Moreover, the repeatability of their measurements before and after the ADC changing made them confident with the stellar origin of the circular polarisation signals. Narval, the twin of ESPaDOnS, suffers also from cross-talk between linear and circular polarisation which has to be taken into account when investigating very small polarisation levels. The cross-talk on Narval has been measured directly on the sky (Silvester et al. 2012) from 2009 observations and estimated to be at most of the order of 3%. A subsequent characterisation of the cross-talk performed in 2016 demonstrated that this level remains stable at about 3% (Mathias et al., in prep.). Recently, Aurière et al. (2016) have discovered the complex linearly polarised spectrum of α Ori. This spectrum, dominated by scattering processes, has a non-magnetic origin and is revealed by strong features detected in Stokes U and Stokes Q spectra in individual lines as well as in the LSD mean profiles. Within the framework of our observing program, we

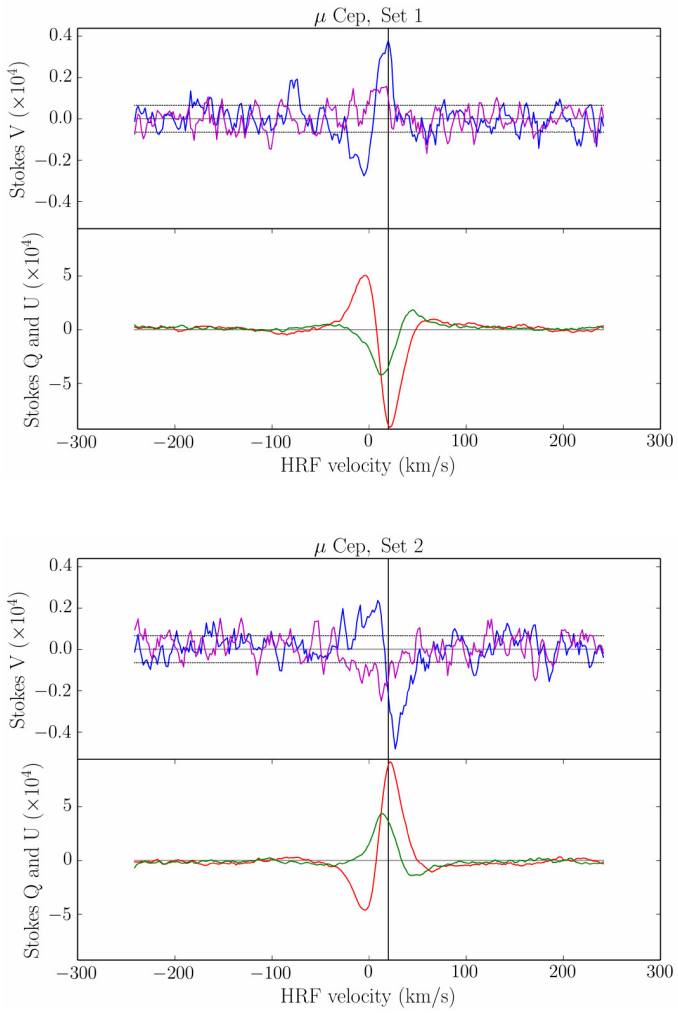


Fig. 2. Mean Stokes V profiles (blue), null diagnosis (purple), Stokes Q (red) and Stokes U (green) profiles for the two sets described in Sect. 3.4.2. *Upper panel* shows set 1 and *lower panel* show set 2. The horizontal dotted lines represent the 1σ level, the horizontal solid line the 0 level and the vertical line indicates the velocity of the star in the heliocentric rest frame.

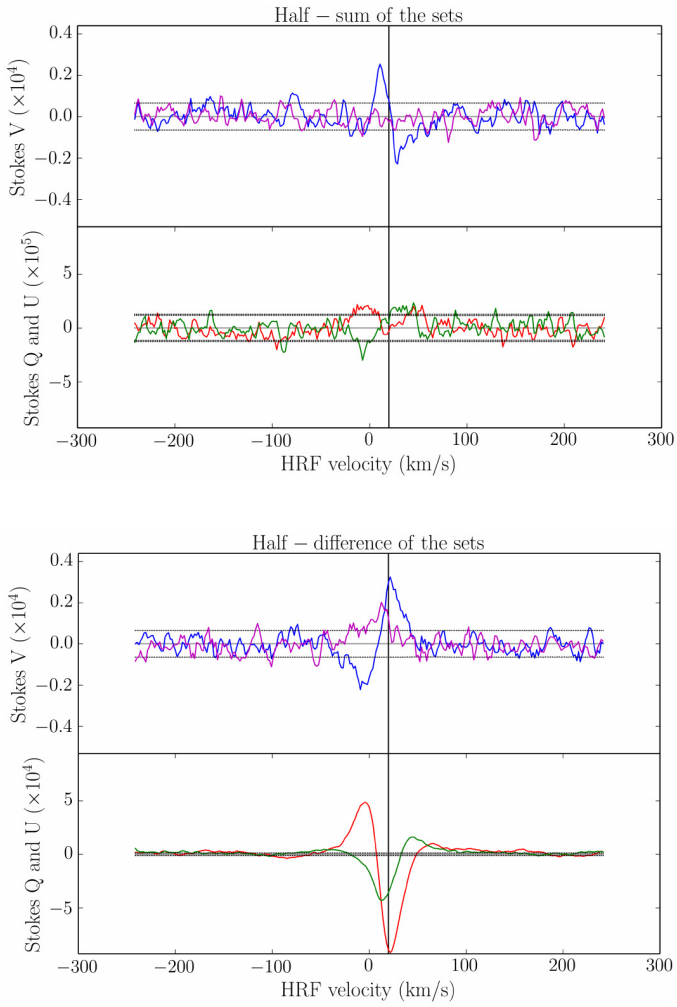


Fig. 3. Mean Stokes V profiles (blue), null diagnosis (purple), Stokes Q (red) and Stokes U (green) profiles obtained after adding/subtracting the two sets described in Sect. 3.4.2. *Upper panel* shows the half-sum mean and the lower panel the half-difference mean. The horizontal dotted lines represent the 1σ level and the horizontal solid lines the 0 level.

also obtain linearly polarised spectra of some of our targets. We detect linear polarisation in the spectra of CE Tau, about 0.01%, and μ Cep, about 0.1%, that is much higher than circular polarisation and in contrast with the study of Grunhut et al. (2010) it cannot be neglected any more. The detailed analysis of the linearly polarised spectra of CE Tau and μ Cep will be discussed in a forthcoming paper.

3.4.2. Investigating cross-talk from linear polarisation

We estimated the ratio between the level of circular polarisation to the total amount of linear polarisation for our targets and found roughly 0.1 for CE Tau and α Ori and 0.01 for μ Cep, suggesting that the detected Stokes V signature of μ Cep may be polluted by cross-talk from strong linear polarisation. To clearly disentangle genuine circular polarisation signals of stellar origin from spurious signals due to cross-talk, we conducted a special observation run of μ Cep with the Narval instrument dated from 2016 December 18. We acquired two consecutive sets of observations, set 1 and set 2, both containing eight Stokes V sequences and four Stokes U and four Stokes Q sequences. The polarimeter position angle was rotated by –90° for set 2 observations with respect to set 1, nominal polarimeter position angle, observations. Except for that, all observations were made in the same fashion as the observations described in Sect. 2, meaning with the same exposure time and with ADC.

Figure 2 presents these two sets. As a consequence of the -90° rotation of the instrument position angle, the orthogonal states of linear polarisation, Stokes Q and Stokes U, change signs from set 1 to set 2, and so do spurious Stokes V signals related to cross-talk. On the contrary, genuine circular polarisation if present in Stokes V, remains unchanged.

Following Bagnulo et al. (2009) we then computed the half-sum of the Stokes V profiles of each set which results in a cross-talk-free Stokes V profile. On the contrary, the half-difference of the Stokes V profiles of each set cancels out true circular polarisation signals while preserving only the spurious signal caused by linear-to-circular polarisation cross-talk, allowing us to clearly distinguish the two components of the observed Stokes V profile. The situation is opposite for linear polarisation, the final Stokes Q and Stokes U profiles are obtained with the half-differences of the Q and U profiles measured in each set.

Figure 3 shows the LSD profiles resulting from the half-sum and the half-difference between each set. Firstly, we clearly see that, as expected, the half-sum (Fig. 3 upper panel) cancels the Stokes Q and U linear polarisation signals perfectly down to the noise level, demonstrating that the line profile is stable over a few hours and that it is safe to average several polarimetric sequences. The resulting cleaned Stokes V signal is unambiguously above the noise level, "definite detection (DD)" according to our statistical criterion, whereas the null diagnosis is reduced down to the noise level, corresponding to "no detection (ND)". Secondly, we see that the half-difference (Fig. 3 lower panel) results in mean Stokes Q and Stokes U profiles whereas the mean Stokes V signal is well beyond the noise level, corresponding to "definite detection". The null diagnosis in this case is slightly beyond the noise level but below the statistical detection threshold, corresponding to "no detection".

We then disentangled two components of Stokes V. One that is clearly due to cross-talk and corresponds to about 3% of the related linear polarisation (lower panel of Fig. 3); it is consistent with the known level of cross-talk previously measured for the Narval instrument on standard polarimetric targets. The other component has about the same intensity, when the related linear polarisation is at the noise level (upper panel of Fig. 3): it is about 70 times more than what could be expected for a cross-talk effect from the related linear polarisation, and then cannot be related to this effect. With this approach we therefore manage to detect unambiguously a Stokes V signal of stellar origin in the LSD profile of μ Cep.

Moreover, following Bagnulo et al. (2009), the pure cross-talk Stokes V profile resulting from the half-difference can be approximated by[1]:

$$V_{\rm cross-talk} = \alpha Q + \beta U, \quad (1)$$

with Q and U the orthogonal states of linear polarisation (in this case resulting from the half-difference) and α and β fitting coefficients. The fitting coefficients are directly related to the level of cross-talk and therefore should be of the order of the level of cross-talk known for Narval.

Figure 4 shows the least-squares fitting of the spurious Stokes V with our cross-talk function. We notice that the fitted cross-talk function closely matches the signal. In addition, the fitting coefficients α and β are very consistent with the cross-talk level in Narval. The Stokes Q and Stokes U profiles of the January 2017 observation are identical to the ones resulting from the half-difference of December 2017 data. We therefore used the previous fitted cross-talk function to clean the observation of January 2017 (see Fig. 5).

3.4.3. Possible origin of the null signal observed in μ Cep

Regarding the null signal, we see in Figs. 2 and 3 that it changes its sign between set 1 and set 2, disappears in the sum, and is prominent in the difference, as is the case for Stokes Q and U. This behaviour demonstrates that the null signal on μ Cep, which was strong and ubiquitous in 2015 but weaker in 2016 and 2017 is also linked to the existence of the linear polarisation. Because its exact origin is not yet well established, in this work we only use our Stokes V data free of null signal and corrected from cross-talk effect, namely our 2016 and 2017 observations, for magnetic study. In the case of ρ Cas and α^1 Her, where we detect low and no linear polarisation respectively, the cross-talk from linear polarisation does not contribute to the Stokes V signals down to the noise level.

[1] As explained in CFHT website, the reduction package Libre-ESpRIT inverts the sign of Stokes U. For that reason, in this paper, we use -U in place of U. See http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/Espadons/ for further information.

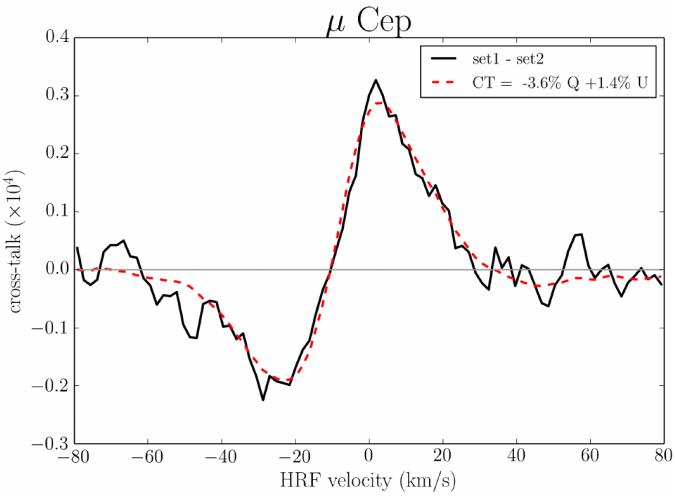


Fig. 4. Least-squares fitting of $V_{\rm cross-talk}$ on the half-difference between set 1 and set 2 (see Sect. 3.4.2). The black solid line represents the Stokes V resulting from the half-difference and the dashed red line represents the least-squares fit of the cross-talk function. The horizontal line represents 0 level.

4. Results and discussion

4.1. Surface magnetic field estimates

We estimated the longitudinal component of the magnetic field, $\langle B_\ell \rangle$, using the first order moment method (Rees & Semel 1979) on the averaged LSD profiles. Although this method is adapted for dipolar fields with a classical Zeeman profile, meaning anti-symmetric Stokes V with respect to the line centre, in the case of non-classical Zeeman profiles it only gives a very rough estimate of the longitudinal magnetic field strength (see below). Table 3 summarises the values of $\langle B_\ell \rangle$, the parameters $\overline{\lambda}$ and $\overline{g}$, and the statistical detection threshold in Stokes V and in the null diagnosis for each target.

Figure 5 presents the variations of the LSD profiles of our targets, but only for the cross-talk-free observations of μ Cep. Contiguous observations for each star were averaged. Very strong variations on time-scales consistent with atmospheric dynamics time-scales are observed for each target in Stokes V profiles. For Stokes I profiles, we notice a slight shift of the centre of the mean lines with time and a depth variation of the profiles, which are both consistent with photospheric motions (see for instance Josselin & Plez 2007).

Aurière et al. (2010) measure a weak magnetic field at the surface of α Ori at the Gauss-level. The amplitude of the Stokes V for α Ori is at 0.3×10^{-4} of the unpolarised continuum level, which is lower than the amplitude of the Stokes V of α^1 Her, at maximum, 1.2×10^{-4} of the continuum. However, the shape of the Stokes V we report for α^1 Her (see Fig. 1) is very similar to what is found on α Ori in Aurière et al. (2010) with an asymmetric profile with two lobes of different depth. Indeed, in the case of α Ori, one lobe of the Stokes V profile is blue-shifted with respect to the centre of the Stokes I profile, and we can see in Fig. 1 that it is red-shifted in the case of α^1 Her. These

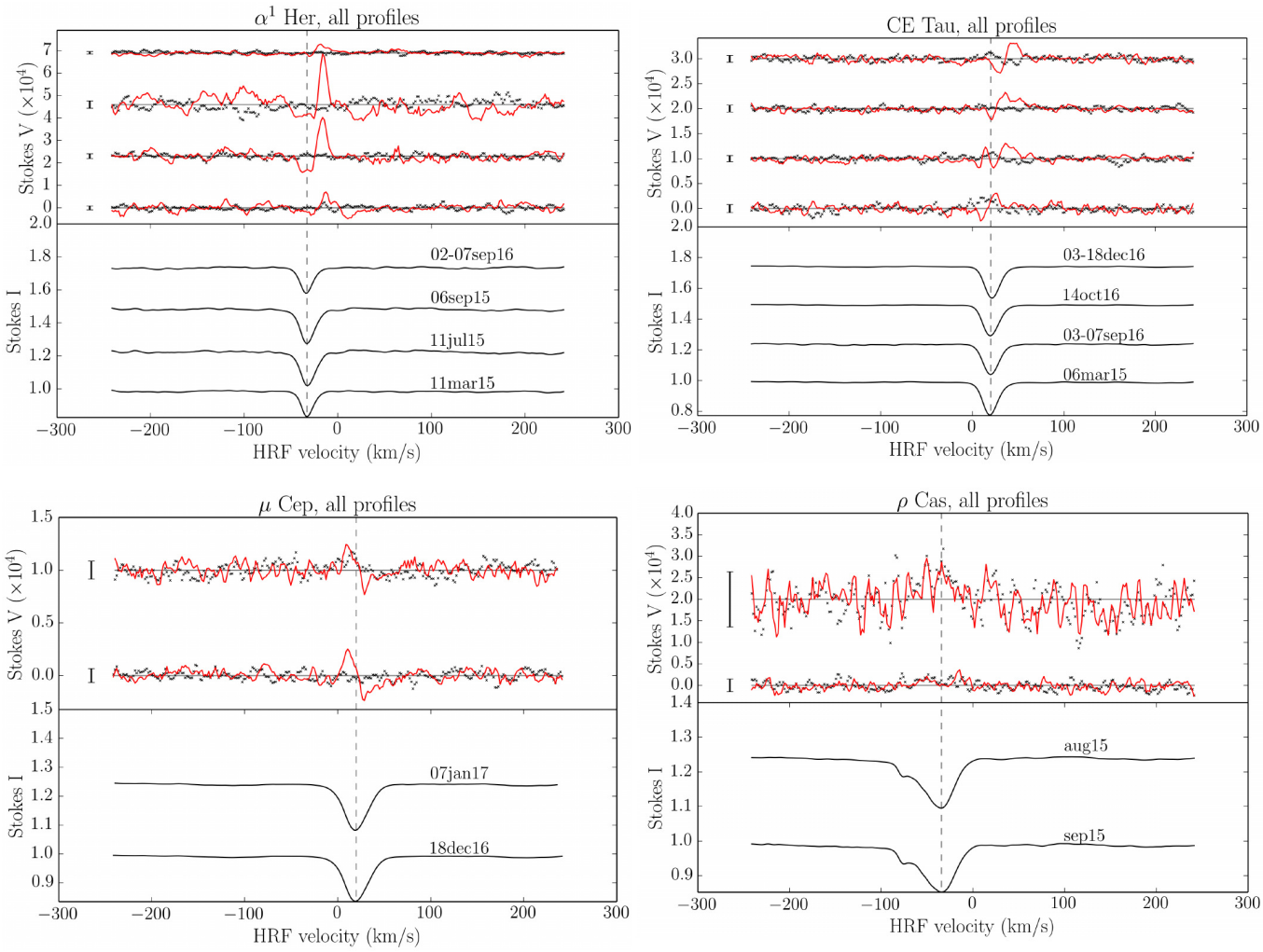


Fig. 5. Variation of the LSD profiles of α^1 Her, μ Cep, ρ *Cas* and CE Tau. For each observation point of Table 2, except for μ Cep, contiguous observations were averaged. For each star, *the top panels* represent all Stokes V profiles. *The bottom panels* represent the Stokes I profiles. For each panel the dashed vertical lines mark the mean velocity of the star in the heliocentric rest frame, the horizontal solid lines the position of 0 and the black vertical segments the mean 1σ level. The null diagnosis is shown in each panel as black crosses.

Stokes V are very different from a classical Zeeman profile. For CE Tau, the shapes of the Stokes V profiles are very complex and have undergone strong variations since the beginning of the Large Program (Fig. 5). They are reminiscent of what is observed by Grunhut et al. (2010) on hotter supergiant stars. Besides, the same kind of non-classical Zeeman profiles have been reported by Blazère et al. (2016) on Am stars. There are several mechanisms that may be able to create such non-classical Zeeman profiles, for instance velocity fields. Cool evolved stars, AGB and RSG stars, undergo pulsations, shock waves and mass loss which in turn imply somewhat strong velocity fields at their surface and velocity gradients inside their atmosphere. It is sensible to consider that the shape of the Stokes V profiles are partly due to these velocity fields. Therefore we attribute the shape of the Stokes V profiles of our targets as mainly due to photospheric motions.

As explained in Sect. 3.3 and Sect. 3.4.2, most of our μ Cep observations are plagued by linear-to-circular polarisation cross-talk. For that reason we only considered as meaningful the two observations free of cross-talk. From these two observations a longitudinal magnetic field at and slightly below the Gauss-level is found. For CE Tau and μ Cep the amplitudes of $\langle B_\ell \rangle$ are very similar to what is found in Aurière et al. (2010) for α Ori.

As shown in Table 3, the estimates of the longitudinal component of the magnetic field of CE Tau and α^1 Her highlight a variation with time; μ Cep is not considered because of the cross-talk problem. These variations occur on a typical time-scale of the order of several weeks for CE Tau and of the order of months for α^1 Her, although for the latter the observation sampling is very sparse compared to CE Tau. These time-scales are fully compatible with what is found on α Ori (Bedecarrax et al. 2013) and on the magnetic AGB stars β Peg and RZ Ari (Konstantinova-Antova et al. 2013). Indeed, using high quality spectropolarimetric observations, the presence of a surface magnetic field in a wide variety of cool evolved intermediate-mass stars has already been reported: Konstantinova-Antova et al. (2013) have reported the detection of a significant surface field sometimes displaying time variations in M-type AGB stars. Also, Lèbre et al. (2014) have discovered a weak surface field, below the Gauss-level, in the pulsating variable Mira star χ Cyg (S spectral type). Our results strengthen the idea that the presence of a surface magnetic field detectable at the Gauss-level or stronger is a widespread feature of cool evolved stars.

4.2. Magnetic field generation in cool evolved stars?

The large-scale solar magnetic field is thought to be generated by a rotation driven dynamo (Charbonneau 2013). A useful diagnostic to quantify influence of rotation on dynamo action is the Rossby number (*Ro*), which is the ratio between the rotational period and an averaged convective turnover time (Noyes et al. 1984; Mangeney & Praderie 1984) that is used to assess the relative influence of inertia with respect to the Coriolis force. The most rapidly rotating cool stars exhibiting saturated coronal and chromospheric activity are characterised by an *Ro* below about 0.1, whereas a somewhat slow rotator such as the Sun still exhibiting a large-scale rotation-dominated dynamo is characterised by $Ro \sim 2$ (see for instance Wright et al. 2011). For α Ori, the prototype of RSG stars, *Ro* is about 90 (Josselin et al. 2015). Because of this high an *Ro*, a large-scale dynamo generating a global magnetic field, such as the solar dynamo, is not expected to operate in RSG stars. However, simulations by Dorch (2004) and Dorch & Freytag (2003) suggest that a small-scale dynamo, generating a magnetic field on the spatial scale of convective cells, could operate in RSG stars. Magneto-hydrodynamics (MHD) simulations by Dorch (2004) allow the existence of magnetic elements of strength up to 500 G, with small filling factors. This may result in detectable surface-averaged fields of few Gauss in good agreement with the detection of Aurière et al. (2010) and with our present results. Moreover, by extrapolating magnetic field values from the CSE to the stellar surface, Vlemmings et al. (2005) predict the same order of magnitude for the surface field of RSG stars.

It is known that local turbulent fields exist in the Sun (see Stenflo 2015, for a review). Indeed the quiet photosphere is the site of dynamic magnetic activity, with a lifetime linked with that of supergranules (Schrijver et al. 1997). These magnetic fields in quiet regions are believed to be generated by local dynamo action driven by granular flows. The large-scale convective motions modelled (Freytag et al. 2002) and reported (Montargès et al. 2015) in the atmospheres of RSG stars may be compared to this solar supergranular pattern, which thus could generate a magnetic field because of turbulent motions.

4.3. Individual cases

4.3.1. μ Cep

The supergiant μ Cep (HD 206936) shares many similarities with α Ori, in terms of spectroscopic properties (effective temperature/spectral type, surface gravity), although it may be more massive with $M_\star \sim 25\ M_\odot$ (see Table 1). According to the analysis performed by Josselin & Plez (2007), μ Cep is convectively more active than α Ori. It also loses mass at a slightly higher rate ($\sim 2 \times 10^{-6}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, with a possible decrease over the last $\sim 10^4$ yr, see Shenoy et al. 2016, and references therein).

From our observations we have shown that the LSD statistics result in a "definite detection" both in Stokes *V* and null profiles. As explained in Sects. 3.3 and 3.4.2 the "definite detection" of a signal in Stokes *V*, likely due to linear polarisation cross-talk, is very ambiguous and cannot be properly used. The scattering polarisation that dominates the linearly polarised spectrum of μ Cep, and also likely in α Ori, makes the detection of weak magnetic fields very challenging. However, following the approach proposed by Bagnulo et al. (2009) we successfully measured a Stokes *V* signal of stellar origin and computed a longitudinal magnetic field of 1 Gauss. Besides, using set 1 and set 2 data (introduced in Sect. 3.4.2) we cleaned, all spurious contributions from a new observation of μ Cep that was acquired shortly after set 1 and set 2. This new observation has also led to a non-ambiguous detection of a Zeeman signal and a longitudinal magnetic field strength at the Gauss-level.

However, circular polarisation measurement is not the only way of detecting magnetic fields. Indeed the presence of a surface magnetic field could lead to some chromospheric activity. We looked for hints of a chromospheric activity in Narval spectra and in the International Ultraviolet Explorer satellite (IUE, Boggess et al. 1978) spectra archives from SIMBAD. Firstly, in Narval spectra, the main indicators of chromospheric activity are the Ca II H&K lines, 339.3 nm and 339.5 nm, and the Ca II infrared triplet lines 849.8 nm, 854.2 nm and 866.2 nm. For active stars, emission can be seen in the core of these lines. Petit et al. (2013) report no emission in the core of these lines for α Ori and no significant indication of activity. In our own study, we also found no sign of activity in these lines for μ Cep.

A large number of observations also exist for α Ori in IUE archives, from 1978 to 1992. We focused only on the data centred around the resonant lines of Mg II h&k lines h 280 nm and k 279.6 nm. Strong emission is found in these resonant lines, suggesting chromospheric activity for α Ori. Discussion on the properties and the detailed analysis of these lines can be found in the literature (see for instance Boggess et al. 1978; Bernat & Lambert 1978; Basri & Linsky 1979; Glebocki & Stawikowski 1980). Ultraviolet observations of α Ori were performed by Uitenbroek et al. (1998) using the HST. However, the number of such IUE observations is much lower for μ Cep. Still, emission in the Mg II resonant lines is found, but at a lower level that in α Ori (see Stencel et al. 1986). Even if the interpretation of this kind of data is beyond the scope of this paper, the emission found in the resonant lines of Mg II could be used as an indicator of chromospheric activity in μ Cep.

4.3.2. α Her

The star α^1 Her (HD 156014) is the brightest component of a triple star system, the companions being the components of a close double-line spectroscopic binary, G8III + A9IV-V. Although α^1 Her is classified as a M5Ib-II supergiant, its asteroseismic properties suggest that it is in fact a 2.5 $M_\odot$ star (Moravveji et al. 2013). It may thus be instead an intermediate-mass AGB star with an approximate age of 1.2 Gyr (Moravveji et al. 2011, 2013). Our measured magnetic field is also found to have a strength similar to the ones measured in AGB stars in Konstantinova-Antova et al. (2013), typically of several Gauss, meaning one order of magnitude higher than in α Ori. The magnetic properties of α^1 Her seem to be very similar of magnetic AGB stars and this is another argument favouring the star to be on the AGB, as suggested by Moravveji et al. (2013). Moreover, α^1 Her is the only one from our RSG sample that does not show linear polarisation, as is also the case for non-pulsating AGB stars (Lèbre et al., in prep.). This could be explained by the different surface and atmospheric dynamics between RSG and AGB stars.

The asymmetrical shape of the Stokes *V*, red-shifted with respect to the line centre of Stokes *I* profile, is something that is known on α Ori and on other AGB stars, and it is likely linked to strong velocity gradients at the surface of the star, in the giant convective cells. As in the case of μ Cep, we searched for emission in the core of Ca II H&K lines and in the Ca II infrared triplet lines tracing a chromospheric activity. However, we report no such emission in the core of these lines from our Narval

spectra. Moreover no spectrum of α^1 Her is available in the IUE archive.

4.3.3. CE Tau

The α Ori twin CE Tau (HD 36389) is a bright M2 Iab-Ib RSG star (Wasatonic & Guinan 1998). We detected a surface magnetic field in CE Tau with a strength at about 1-2 Gauss, similar to what is known for α Ori.

Moreover, the shape of the Stokes V profiles, which strongly departs from a simple single-polarity Zeeman profile, is reminiscent of the complex signatures observed by Grunhut et al. (2010) on some hotter supergiant stars. The changes with time of the Stokes V profiles are again consistent with typical time-scale for surface dynamics

Similar to α Ori and μ Cep, CE Tau exhibits strong linear polarisation features, compared to circular polarisation, and this will be discussed in a future work. Contrary to the case of μ Cep, this linear polarisation is however not strong enough to result in any detectable cross-talk in the Stokes V LSD profiles of CE Tau. Ultraviolet spectra from IUE archives show very intense emission in the resonant lines of Mg II, showing that CE Tau may be chromospherically active (see for instance Haisch et al. 1990), which is consistent with our observations. However, in our Narval spectra we do not detect any emission in the core of the Ca II H&K lines and in the Ca II infrared triplet lines.

4.3.4. ρ Cas

The star ρ Cas (HD 224014) is a massive F-type yellow supergiant, considered to be a post-RSG star as IRC +10420 is (Shenoy et al. 2016). We do not detect any significant signatures in the Stokes V profiles of ρ Cas, noting that the feature seen in Fig. 1 is below the "marginal detection" threshold, and the spectra on the IUE archive show only little emission in the lines of Mg II. However, a non-detection of Stokes V signatures does not necessarily mean an absence of surface magnetic field. The case of very weak magnetic field, below the Gauss-level, or the case of complex fields that sometimes cancel out, can also lead to a non-detection. Moreover, as has been reported on α Ori, these fields can vary on a time scale of about a month, meaning much shorter than the very long rotational period. Therefore the surface magnetic field of ρ Cas may have simply been too weak or too complex to result in a detectable Stokes V signature at the two observation epochs. However, no emission in the core of the Ca II H&K lines and in the Ca II infrared triplet lines is found.

5. Summary and conclusions

With the spectropolarimeter Narval at TBL we observe four stars that are classified as late-type supergiants, μ Cep, α^1 Her, CE Tau and ρ Cas, and we collect several high resolution spectra for each star. Through the use of the LSD method we discover signatures in the LSD Stokes V profiles of the three M-type supergiant stars of our sample, μ Cep, α^1 Her, and CE Tau. Because RSG stars exhibit strong linear polarisation in spectral lines which is attributed to scattering processes (see Aurière et al. 2016), the possible contamination of the observed Stokes V LSD profiles by instrumental cross-talk must be carefully studied. In the case of μ Cep, the star with the strongest linear polarisation signatures in our sample, we show that the Stokes V LSD profile is heavily contaminated by cross-talk-induced spurious signals. We also attribute the nearly systematic presence of signals in the null diagnosis of μ Cep to cross-talk effects. However, we demonstrate that a clean cross-talk-free Stokes V LSD line profile can be recovered by combining two Stokes V polarimetric sequences collected with orthogonal instrument position angles. This approach, proposed by Bagnulo et al. (2009), allows us to unambiguously detect and characterise the weak surface magnetic fields of RSG stars. We also establish that the level of linear polarisation in the two remaining RSG stars of our sample is not strong enough to result in any detectable cross-talk in our Stokes V LSD profiles. We can therefore safely attribute the detected, cleaned, Stokes V signals to the Zeeman effect and hence to the presence of surface magnetic fields.

We measure the weak surface longitudinal magnetic field of CE Tau and μ Cep and find amplitudes at the Gauss-level, fully consistent with what is known in α Ori the prototype of RSG stars. For the star α^1 Her, the measured magnetic field is greater than the field measured for the latter RSG stars, with a value consistent with what is known on cool AGB stars. This suggests the star belongs to AGB stars instead of the RSG stars, as already proposed by several authors. We therefore show that α Ori is no more the only RSG star with a detected surface magnetic field. Moreover, the variation time-scales of the surface field, detected both in CE Tau and α^1 Her, are in good agreement with small-scale dynamo operating in giant convective cells lying at the surface of these cool evolved stars. Besides, emission in typical UV chromospheric lines has been found for these RSG stars consistent with a surface magnetism. We find no circularly polarised signature for the yellow post-supergiant star ρ Cas at two different observation epochs. At that time, it is not clear whether we did not detect a surface magnetic field because the star has undergone a change in its photosphere, where the small-scale dynamo operates in RSG stars, during its evolution or because we observed it in a minimum of activity. More observations of post-RSG stars will help to understand the generation of surface magnetic fields at this evolutionary stage. Observations of RSG stars with Narval are still running and confrontations with interferometric measurements are in progress. Besides, with the incoming infrared spectropolarimeters such as SPIP and SPIRou, we will have a better chance to measure, without ambiguities, the weak surface magnetic fields of these kind of stars. Indeed, although the Zeeman effect is stronger in the infrared with the amplitude of the Stokes V signatures being proportional to λ, the scattering linear polarisation, which scales with a λ^{-1} law (Aurière et al. 2016), is weaker in the infrared. For instance, the ratio between the level of continuum polarisation for a RSG star at 1500 nm and at 770 nm, to be presented in a forthcoming paper, is about 0.5, whereas this ratio for Zeeman polarisation is about 4.

Acknowledgements. We thank the referee, Stefano Bagnulo, for his fruitful comments. We acknowledge financial support from "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. We also acknowledge the TBL staff for providing service observing in Narval. The spectropolarimetric data were reduced and analyzed using, respectively, the data reduction software Libre-ESpRIT and the least-squares deconvolution routine (LSD), written and provided by J.-F. Donati from IRAP-Toulouse (Observatoire Midi- Pyrénées). This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS (Strasbourg, France): http://simbad.u-strasbg.fr/

References

Aurière, M., Donati, J.-F., Konstantinova-Antova, R., et al. 2010, A&A, 516, L2
Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Espagnet, O., et al. 2014, in Magnetic Fields throughout Stellar Evolution, eds. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, IAU Symp., 302, 359

Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Charbonnel, C., et al. 2015, A&A, 574, A90
Aurière, M., López Ariste, A., Mathias, P., et al. 2016, A&A, 591, A119
Bagnulo, S., Landolfi, M., Landstreet, J. D., et al. 2009, PASP, 121, 993
Bagnulo, S., Fossati, L., Kochukhov, O., & Landstreet, J. D. 2013, A&A, 559, A103
Barrick, G., Benedict, T., & Sabin, D. 2010, in Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, Proc. SPIE, 7735, 77354C
Basri, G. S., & Linsky, J. L. 1979, ApJ, 234, 1023
Bedecarrax, I., Petit, P., Aurière, M., et al. 2013, in EAS Publ. Ser. 60, eds. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 161
Bernat, A. P., & Lambert, D. L. 1978, MNRAS, 183, 17P
Blazère, A., Petit, P., Lignières, F., et al. 2016, A&A, 586, A97
Boggess, A., Carr, F. A., Evans, D. C., et al. 1978, Nature, 275, 372
Boiarchuk, A. A., & Liubimkov, L. S. 1983, Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii, 66, 130
Charbonneau, P. 2013, Solar and Stellar Dynamos: Saas-Fee Advanced Course 39 Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee Advanced Courses, 39 (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag)
Charbonnel, C., Decressin, T., Lagarde, N., et al. 2017, A&A, in press, DOI: 10.1051/0004-6361/201526724
Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2009, A&A, 506, 1351
Danchi, W. C., Bester, M., Degiacomi, C. G., Greenhill, L. J., & Townes, C. H. 1994, AJ, 107, 1469
Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, MNRAS, 291, 658
Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J. D., & Petit, P. 2006, in ASP Conf. Ser. 358, eds. R. Casini & B. W. Lites, 362
Dorch, S. B. F. 2004, A&A, 423, 1101
Dorch, S. B. F., & Freytag, B. 2003, in Modelling of Stellar Atmospheres, eds. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, IAU Symp., 210, A12
Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, MNRAS, 457, 580
Freytag, B., Steffen, M., & Dorch, B. 2002, Astron. Nachr., 323, 213
Glebocki, R., & Stawikowski, A. 1980, Acta Astron., 30, 285
Grunhut, J. H., Wade, G. A., Hanes, D. A., & Alecian, E. 2010, MNRAS, 408, 2290
Haisch, B. M., Bookbinder, J. A., Maggio, A., Vaiana, G. S., & Bennett, J. O. 1990, ApJ, 361, 570
Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923
Höfner, S. 2008, A&A, 491, L1
Josselin, E., & Plez, B. 2007, A&A, 469, 671
Josselin, E., Lambert, J., Aurière, M., Petit, P., & Ryde, N. 2015, in Polarimetry, eds. K. N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno, & M. Jesús Martínez González, IAU Symp., 305, 299
Konstantinova-Antova, R., Aurére, M., Charbonnel, C., et al. 2013, Bulgarian Astronomical Journal, 19, 14
Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, A&AS, 138, 119
Kurucz, R. L. 2005, Mem. Soc. Astron. It. Suppl., 8, 14
Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., et al. 2014, A&A, 561, A85
Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, ApJ, 628, 973
Mangeney, A., & Praderie, F. 1984, A&A, 130, 143
Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., Chiavassa, A., & Aurière, M. 2015, EAS Publ. Ser., 71, 243
Moravveji, E., Guinan, E. F., & Sobouti, Y. 2011, in Why Galaxies Care about AGB Stars II: Shining Examples and Common Inhabitants, eds. F. Kerschbaum, T. Lebzelter, & R. F. Wing, ASP Conf. Ser., 445, 163
Moravveji, E., Guinan, E. F., Khosroshahi, H., & Wasatonic, R. 2013, AJ, 146, 148
Morin, J., Donati, J.-F., Forveille, T., et al. 2008, MNRAS, 384, 77
Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 279, 763
Petit, P., Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., et al. 2013, in Lect. Not. Phys. 857, eds. J.-P. Rozelot & C. Neiner (Berlin Springer Verlag), 231
Petit, P., Lignières, F., Wade, G. A., et al. 2010, A&A, 523, A41
Rees, D. E., & Semel, M. D. 1979, A&A, 74, 1
Sabin, L., Wade, G. A., & Lèbre, A. 2015, MNRAS, 446, 1988
Schrijver, C. J., Title, A. M., van Ballegooijen, A. A., Hagenaar, H. J., & Shine, R. A. 1997, ApJ, 487, 424
Schwarzschild, M. 1975, ApJ, 195, 137
Shenoy, D., Humphreys, R. M., Jones, T. J., et al. 2016, AJ, 151, 51
Silvester, J., Wade, G. A., Kochukhov, O., et al. 2012, MNRAS, 426, 1003
Stencel, R. E., Carpenter, K. G., & Hagen, W. 1986, ApJ, 308, 859
Stenflo, J. O. 2015, Space Sci Rev., in press, DOI: 10.1007/s11214-015-0198-z
Uitenbroek, H., Dupree, A. K., & Gilliland, R. L. 1998, AJ, 116, 2501
Vlemmings, W. H. T. 2014, in Magnetic Fields throughout Stellar Evolution, eds. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, IAU Symp., 302, 389
Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J., & Diamond, P. J. 2005, A&A, 434, 1029
Wasatonic, R., & Guinan, E. F. 1998, Information Bulletin on Variable Stars, 4629
Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, ApJ, 743, 48

5

Photosphère des supergéantes rouges et polarisation linéaire

Sommaire

5.1 Polarisarion linéaire non magnétique 72
5.1.1 Diffusion anisotrope 72
5.1.2 Polarisation de résonance 73
5.2 Polarisation du continu des étoiles froides 74
5.3 Dépendance de la polarisation du continu avec différents paramètres . 78
5.3.1 Dépendance en longueur d'onde 78
5.3.2 Dépendance avec les paramètres stellaires ($T_{\rm eff}$ et log g) 78
5.3.3 Dépendance avec l'anisotropie du rayonnement 79
5.4 Influence des raies spectrales sur la polarisation du continu 82
5.5 Polarisation du continu et inhomogénéités de surface 84
5.6 Mesure de polarisation du continu avec NARVAL 86
5.7 Le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse 87
5.8 Cartographie de la photosphère des étoiles RSG avec NARVAL 88
5.9 Observations des étoiles CE Tau et μ Cep 92
5.9.1 La supergéante rouge CE Tau 93
5.9.2 La supergéante rouge μ Cep 98
5.10 Importance relative des processus de polarisation et dépolarisation . . 102
5.10.1 Interférences d'états J 102
5.10.2 Hauteur de formation du doublet du sodium 104

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté la détection d'un faible magnétique à la surface des trois supergéantes observées dans le cadre de mon travail de thèse (hormis Bételgeuse). Comme je l'ai montré pour le cas de l'étoile μ Cep, ces étoiles supergéantes présentent de forts signaux polarisés linéairement qui peuvent introduire une contamination parasite dans la polarisation circulaire, rendant de ce fait la mesure de champs magnétiques difficile. Dans ce chapitre, je m'intéresse aux mécanismes capables d'introduire un état de polarisation linéaire de la lumière autres que l'effet Zeeman, déjà présenté en chapitre 2. J'effectue une étude poussée de ces mécanismes à l'aide du code de transfert de rayonnement RH. Enfin, je présente les résultats que j'ai obtenus sur les étoiles supergéantes rouges μ Cep et CE Tau grâce à l'étude de leur spectre polarisé linéairement, et notamment comment il est possible de cartographier leur photosphère en étudiant l'origine de ce spectre.

5.1 Polarisarion linéaire non magnétique

Dans le chapitre 2, la polarisation (circulaire et linéaire) induite par un champ magnétique (effet Zeeman) a été présentée. Comme on peut l'apprécier sur la figure 2.6, le rapport entre la polarisation circulaire (Stokes V) et la polarisation linéaire (Stokes Q et Stokes U), toujours dans le cadre de l'effet Zeeman, est de l'ordre de 10 dans le régime champ faible [1]. Dans le chapitre précédent, j'ai montré que le niveau de polarisation circulaire, dû à l'effet Zeeman, était environ 100 fois plus petit que le taux de polarisation linéaire pour l'étoile μ Cep (figure 4.5). Pour un champ magnétique dont l'inclinaison θ serait de 90° le rapport entre la polarisation Zeeman circulaire et Zeeman linéaire s'inverserait (voir chapitre 2, équation 2.22). Cependant, pour toutes les observations des étoiles supergéantes rouges, l'amplitude de la polarisation linéaire est toujours supérieure à l'amplitude de la polarisation circulaire disqualifiant de ce fait une origine Zeeman pour la polarisation linéaire observée.
La lumière diffusée par des atomes, des molécules (diffusion *Rayleigh*) et par des grains de poussières (diffusion *Mie*) est polarisée linéairement, perpendiculairement au plan de diffusion. Par ailleurs, certains systèmes atomiques (et moléculaires) illuminés par un rayonnement anisotrope émettent un rayonnement polarisé linéairement (polarisation de *résonance*).

5.1.1 Diffusion anisotrope

Il existe trois principales sources de diffusion qui ont une importance particulière en astrophysique stellaire (aux longueurs d'ondes optiques et infrarouges) :

1- La diffusion Thomson

2- La diffusion Rayleigh

3- La diffusion de Mie

La diffusion Thomson, agissant sur les électrons, est caractérisée par une section efficace $\sigma_e = \dfrac{8\pi}{3}\dfrac{e_0^4}{m^2c^4}$, avec e_0 et m la charge (C) et la masse (kg) de l'électron et c la célérité (m.s^{-1}), indépendante de la longueur d'onde (dans le cas non relativiste). Bien que négligeable pour les atmosphères d'étoiles froides, elle est très importante pour les étoiles chaudes (types spectraux O, B et A). Au niveau de la couronne Solaire, la diffusion Thomson est responsable de l'émission continu (couronne K) qui rend la couronne visible lors d'éclipse notamment.

La diffusion Rayleigh concerne les particules dont la taille caractéristique est inférieure à la longueur d'onde du rayonnement incident (par exemple Bohren & Huffman 1983) : les atomes et les molécules. Par exemple, la couleur bleue du ciel est due à la diffusion Rayleigh sur les molécules de l'atmosphère terrestre. La diffusion Rayleigh est caractérisée par une section efficace dépendante de la longueur d'onde, dont une approximation satisfaisante (dans le domaine visible) est donnée par : $\sigma_R = \sigma_e \dfrac{\lambda_0^4}{(\lambda_0^2 - \lambda^2)^2}$.
Cette expression rend compte de la forte dépendance de la diffusion Rayleigh avec la longueur d'onde (en λ^{-4} loin de la longueur d'onde de résonance λ_0).

Enfin, la diffusion de Mie quant à elle touche les particules de tailles comparables où supérieures à la longueur d'onde du rayonnement incident, et est donc dominante dans les enveloppes circumstellaires riches en grains de poussières. La diffusion de Mie est caractérisée par une section efficace qui dépend de la forme et de la taille des particules ainsi que de leur indice de réfraction complexe. La définition de la section efficace pour des particules de forme et taille arbitraire est détaillée notamment dans Mishchenko *et al.* (2000). Par la suite, j'ai négligé la contribution de la diffusion Mie à la polarisation linéaire

1. Bien que ce rapport puisse changer selon l'orientation du champ magnétique.

observée dans les étoiles supergéantes rouges, car je suppose qu'au niveau photosphérique (région de l'atmosphère que j'étudie) son impact est négligeable.

Une quantité importante intervenant dans la diffusion est la *matrice de phase* (R_{ij}) qui permet de rendre compte de la dépendance angulaire du mécanisme de diffusion. Dans le cadre de la diffusion Thomson et Rayleigh, la matrice de phase est donnée par (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004, chapitre 14 équation 14.84) :

$$R_{ij}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') = \sum_{K} \sum_{Q=-K}^{K} (-1)^Q \mathcal{T}_Q^K(i, \mathbf{\Omega}) \mathcal{T}_{-Q}^K(j, \mathbf{\Omega}'), \tag{5.1}$$

où $\mathbf{\Omega}$ et $\mathbf{\Omega}'$ représentent respectivement la direction d'un photon diffusé et du photon incident, les indices $i, j = 0, 1, 2, 3$ et $K = 0, 1, 2$ avec $K = 0$ pour une diffusion isotrope (sans polarisation), $K = 1$ pour de la diffusion polarisée circulairement et $K = 2$ pour la diffusion polarisée linéairement (diffusion anisotrope). Enfin, $Q = -K, -K + 1...K - 1, K$. Le tenseur $\mathcal{T}_Q^K$, aussi nommé *tenseur sphérique pour la polarimétrie*, défini dans Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004) ne dépend que de la géométrie du problème. En particulier, pour une atmosphère plan-parallèle et en absence de champ magnétique les seuls éléments non-nuls du tenseur $\mathcal{T}_Q^K$ sont ceux pour $K = 0, Q = 0$ et $K = 2, Q = 0$ et valent :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0^0(0, \Omega) &= 1 \\ \mathcal{T}_0^2(1, \Omega) &= -\frac{3}{2\sqrt{2}} \cos 2\gamma (1 - \mu^2) \\ \mathcal{T}_0^2(2, \Omega) &= \frac{3}{2\sqrt{2}} \sin 2\gamma (1 - \mu^2), \end{aligned} \tag{5.2}$$

avec $\mu = \cos\theta$ le cosinus de l'angle entre la verticale à l'atmosphère et la direction de propagation et γ un angle pour la direction de référence des paramètres de Stokes.

5.1.2 Polarisation de résonance

La polarisation de résonance produit de fortes structures polarisées linéairement dans le *second spectre solaire* (spectre polarisé linéairement du Soleil, Stenflo & Keller 1997). La figure 5.1 présente le Second Spectre Solaire [2] autour du doublet du Sodium.

En général, les sous-niveaux magnétiques M d'un niveau de moment cinétique total J sont également peuplés et en absence d'un champ magnétique il n'y a pas de polarisation. Soit un niveau de moment cinétique $J = 1$ avec ces sous-niveaux M_0, M_1, M_{-1}, si on suppose que le sous-niveau M_0 est moins peuplé que les niveaux $M_{\pm 1}$ (de même population) alors on dit que le niveau J est polarisé et on a création de photons polarisés lors du processus d'émission (Trujillo Bueno 2005). Cela devient encore plus évident si dans l'équation 2.22 on attribue un même η_I^l, coefficient d'absorption de la raie, pour les composantes b, r et un η_I^l différent pour la composante p alors même en absence d'un champ magnétique (et donc d'un décalage en longueur d'onde des composantes b et r) on a η_Q et η_U non-nuls. Ce cas de polarisation représente le cas le plus simple de polarisation de résonance et permet de décrire notamment la raie du strontium neutre à 460.7 nm (voir chapitre suivant). Par ailleurs, des interférences quantiques entre les différents niveaux J d'un système atomique sont aussi à même de produire une polarisation de résonance et expliquent pour partie la forte polarisation de la raie D2 du sodium visible sur la figure 5.1 (voir section 5.10 et Belluzzi & Trujillo Bueno 2011).

2. Atlas disponible ici http://www.irsol.ch/data-archive/second-solar-spectrum-ss2-atlas/

Ainsi, le second spectre solaire a deux contributions principales :

— la polarisation intrinsèque de certaines raies
(comme les raies D du sodium Belluzzi *et al.* 2015)

— la *dépolarisation du continu polarisé* par la plupart des raies (Fluri & Stenflo 2003)

Alors que la polarisation de résonance est quantique de nature, la dépolarisation du continu intervient à cause de la présence d'absorbants dans le trajet de la lumière. À la profondeur où le continu devient polarisé, des photons polarisés et non polarisés sont émis. Ces photons sont absorbés (indépendamment de leur état de polarisation) par les atomes et réémis non polarisés (sauf évidemment pour les quelques raies présentant de la polarisation intrinsèque). Ainsi, à la longueur d'onde d'absorption de ces photons polarisés, le niveau de polarisation du continu est diminué (voir section 5.4).

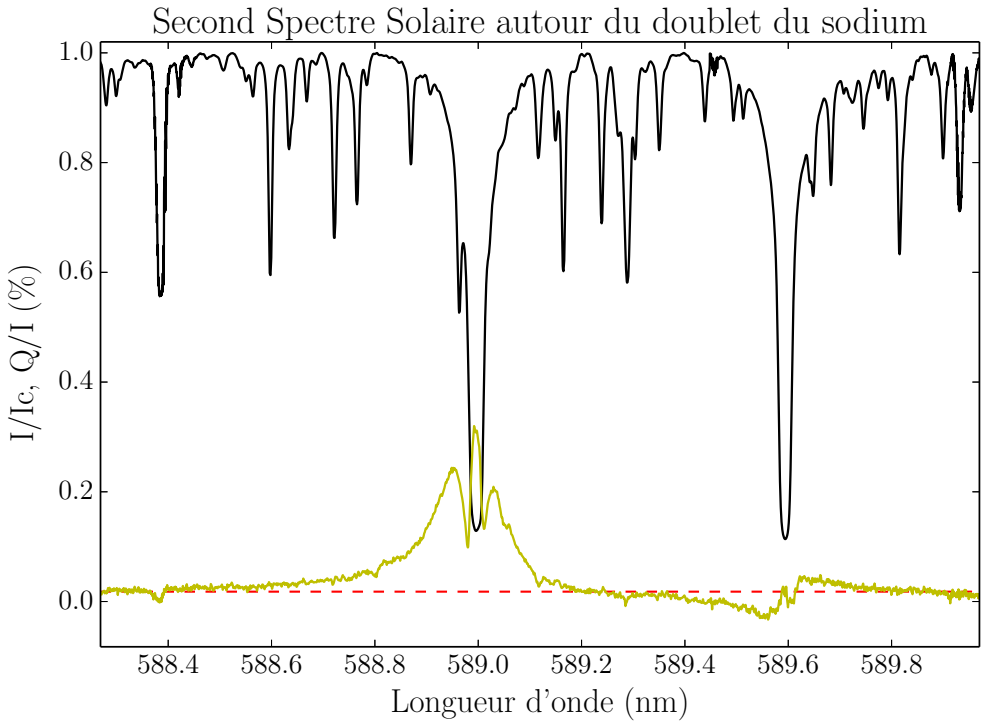


FIGURE 5.1 – Le spectre non polarisé du Soleil (I/Ic en noir) et le spectre polarisé linéairement (Q/I en jaune) ou second spectre sont montrés autour du doublet du sodium (raie D2 à 588.993 nm et raie D1 à 589.592 nm). Sur cet intervalle de longueur d'onde on distingue à la fois la polarisation intrinsèque de la raie D2 du sodium et une raie (vers 588.4 nm) vue en absorption (dans le second spectre) qui dépolarise le continu polarisé (tirets rouges).

5.2 Polarisation du continu des étoiles froides

La polarisation du continu (au niveau photosphérique) est causée par la diffusion Rayleigh sur les atomes et molécules (principalement hydrogène et dihydrogène dans les étoiles les plus froides) et par la diffusion Thomson par les électrons libres. On se place dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle homogène sans champ magnétique. On définit la direction de référence pour la polarisation linéaire Stokes $Q > 0$ parallèle au limbe local et Stokes $U = 0$. Dans ces configurations seuls les éléments $R_{ij}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$ de la matrice de phase avec $K = Q = 0$ et $K = 2$ et $Q = 0$ et $i, j = 0, 1$ sont non-nuls.

L'équation 2.20 peut ainsi être réécrite comme [3] :

$$\frac{d}{ds}\begin{pmatrix} I(\lambda,\Omega) \\ Q(\lambda,\Omega) \end{pmatrix} = -\begin{pmatrix} \eta_I^c(\lambda,\Omega) & \eta_Q^c(\lambda,\Omega) \\ \eta_Q^c(\lambda,\Omega) & \eta_I^c(\lambda,\Omega) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} I(\lambda,\Omega) \\ Q(\lambda,\Omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_I^c(\lambda,\Omega) \\ \epsilon_Q^c(\lambda,\Omega) \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

Ici, $\eta_I^c = \sigma_c + \chi_c$ représente le coefficient d'absorption total du continu (non polarisé). Il a une contribution des mécanismes de diffusion (σ_c) et d'absorption vraie (χ_c). η_Q^c représente l'absorption de polarisation sélective (dichroïsme). Dans les atmosphères d'étoiles froides, comme le Soleil, la principale contribution à l'absorption du continu provient de la photo-ionisation de l'ion H^- qui ne contribue pas au dichroïsme. Par conséquent, par la suite les termes en η_Q^c seront négligés [4]. Si négliger l'impact du dichroïsme dans le cas de la polarisation du continu solaire est une bonne approximation, pour les atmosphères plus froides où la contribution des métaux (y compris des molécules) est importante, une investigation plus approfondie de ce phénomène dans le futur est envisagée. En posant $d\tau_c = -(\sigma_c + \chi_c)\mu ds$ (voir chapitre 2 équation 2.23), il vient :

$$\begin{cases} \mu\dfrac{d}{d\tau_c}I(\lambda,\mu) = I(\lambda,\mu) - S_I^c(\lambda,\mu) \\ \\ \mu\dfrac{d}{d\tau_c}Q(\lambda,\mu) = Q(\lambda,\mu) - S_Q^c(\lambda,\mu), \end{cases} \tag{5.4}$$

avec S_I^c et S_Q^c les fonctions sources du continu non polarisé et polarisé respectivement. Elles s'expriment comme :

$$\begin{cases} S_I^c(\lambda,\mu) = (1-\beta(\lambda))B(\lambda) + \beta(\lambda)J_0^0(\lambda) + \beta(\lambda)\dfrac{3\mu^2-1}{2\sqrt{2}}J_0^2(\lambda) \\ \\ S_Q^c(\lambda,\mu) = \beta(\lambda)\dfrac{3(1-\mu^2)}{2\sqrt{2}}J_0^2(\lambda), \end{cases} \tag{5.5}$$

avec $\beta(\lambda) = \dfrac{\sigma_c}{\sigma_c + \chi_c}$ le rapport entre la diffusion et l'absorption totale, $B(\lambda)$ la fonction de Planck, $J_0^0(\lambda)$ l'intensité moyenne (souvent notée J)

$$J_0^0(\lambda) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I(\lambda,\mu)d\mu, \tag{5.6}$$

et $J_0^2(\lambda)$ qui est une mesure de l'anisotropie du rayonnement

$$J_0^2(\lambda) = \frac{1}{4\sqrt{2}}\int_{-1}^{1}[(3\mu^2-1)I(\lambda,\mu) + 3(\mu^2-1)Q(\lambda,\mu)]d\mu. \tag{5.7}$$

3. Ici, I et Q font références aux paramètres de Stokes I et Q du continu seulement.
4. Une expression de ces termes se trouve dans (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004) Ch 14.6.

Les quantités J et J_0^2 peuvent s'exprimer en terme des moments de l'équation de transfert usuels :

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I d\mu, \qquad K = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \mu^2 I d\mu \\ J_Q &= \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} Q d\mu, \quad K_Q = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \mu^2 Q d\mu, \end{aligned} \tag{5.8}$$

avec la relation :

$$J_0^2 = \frac{3(K + K_Q) - (J + 3J_Q)}{2\sqrt{2}}, \tag{5.9}$$

et on définit le degré de polarisation local, mesuré sur le disque, comme $q = Q/I$. Dans le cas d'une atmosphère faiblement polarisée, comme pour le Soleil où la polarisation du continu est inférieure à 2 % dans le bleu (Bianda & Wiehr 2003), $K_Q \ll K$ et $J_Q \ll J$ et $J_0^2 \sim \dfrac{3K - J}{2\sqrt{2}}$.

Le premier terme de droite dans l'équation 5.5 pour S_I représente le terme source due à la température, le deuxième terme la diffusion isotrope (sans polarisation) et le troisième terme la diffusion anisotrope (création d'une polarisation nette par diffusion). Enfin, le terme de droite de l'équation pour S_Q est l'équivalent polarisé de la fonction source S_I, qui ne contient qu'un terme similaire à la diffusion. L'équation 5.4 peut être résolue numériquement de manière itérative. J'ai utilisé le code *Rybicki-Hummer* (ci-après RH, Uitenbroek 2001) qui traite notamment du transfert de rayonnement pour des systèmes atomiques à plusieurs niveaux, de la polarisation due à l'effet Zeeman et de la polarisation du continu, afin de modéliser la polarisation du continu de plusieurs types d'étoiles et d'étudier sa dépendance avec le type spectral. Dans la figure 5.2, je donne le degré de polarisation local (q) du continu solaire que j'ai calculé avec le code RH, pour un angle héliocentrique $\theta \sim 84°$.

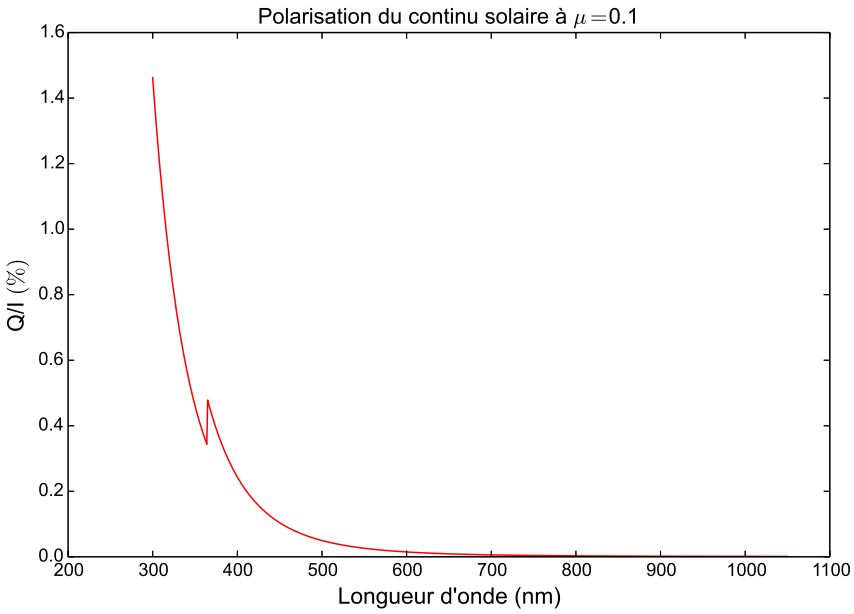


FIGURE 5.2 – Taux de polarisation du continu solaire calculé pour un angle héliocentrique de $\theta \sim 84°$ ($\mu = 0.1$) dans un modèle d'atmosphère solaire standard : le modèle FALC (Fontenla *et al.* 1993). Ce taux a été calculé dans un système de référence où $Q > 0$ parallèle au limbe et $U = 0$ (voir texte).

Récemment, Kostogryz *et al.* (2016) ont effectué le calcul de la polarisation du continu d'étoiles naines de types spectraux F, G et K en géométrie plan-parallèle et sphérique. Ils ont montré que la géométrie du problème influence grandement la valeur de la polarisation du continu calculée à bas μ, une dépendance qui sera développée un peu plus loin. En général, pour des μ proche de 0 (vers le bord du disque), la polarisation du continu calculée dans le cas de la géométrie plan-parallèle est sous-estimée par rapport au cas, plus réaliste, de la géométrie sphérique. Par ailleurs, comme montré par la figure 5.3, lorsque l'on change d'azimut (sur le disque), le signe des paramètres de Stokes change. Ainsi, pour un disque à symétrie cylindrique (comme un disque avec assombrissement centre bord) la polarisation intégrée sur tout le disque est nulle. Par conséquent, sauf dans le cas du Soleil où l'on résout le disque et où on mesure une polarisation locale, la polarisation du continu mesurée sur des étoiles tend vers 0 à moins que des mécanismes viennent briser la symétrie du disque.

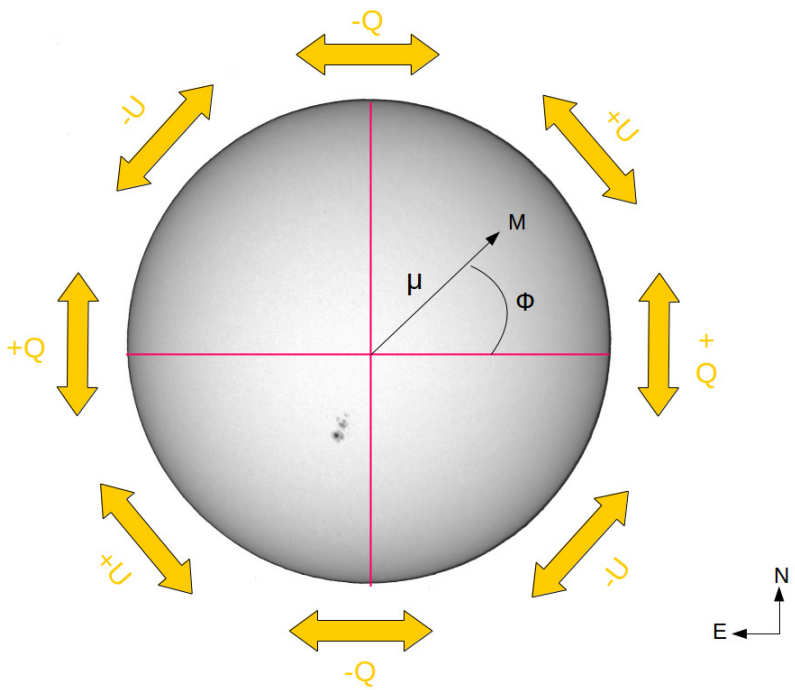


FIGURE 5.3 – Système de référence et définition des paramètres de Stokes Q et Stokes U dans le calcul de la polarisation du continu. Au point M, repéré par les coordonnées cylindriques μ et ϕ le signe de la polarisation linéaire Stokes Q et Stokes U change, proportionnellement à $\cos 2\phi$ pour Q et $\sin 2\phi$ pour U, par rapport à la figure 5.2 où $Q > 0$ parallèle au limbe et $U = 0$. Crédit pour le cliché du disque solaire : Observatoire Astronomique de la Faculté des Sciences de Montpellier.

Une bonne approximation qui permet de comprendre les mécanismes agissants sur la polarisation du continu est donnée par (confère équation 5.5) :

$$q = \frac{Q}{I} \sim \frac{S_Q^c(\tau_c = \mu)}{S_I^c(\tau_c = \mu)}, \tag{5.10}$$

$$q = \frac{3(1-\mu^2)}{2\sqrt{2}} \frac{\beta J_0^2(\lambda)}{(1-\beta)B(\lambda) + \beta J_0^0(\lambda)} \tag{5.11}$$

Cette équation est utilisée dans la suite pour expliquer la dépendance avec la longueur d'onde, l'anisotropie du rayonnement incident et les paramètres stellaires de la polarisation du continu.

5.3 Dépendance de la polarisation du continu avec différents paramètres

5.3.1 Dépendance en longueur d'onde

Comme on le voit dans l'équation 5.11, la polarisation du continu est proportionnelle à β, le rapport entre l'opacité due à la diffusion et l'opacité totale. Le terme de diffusion σ_c, lui est dominé par la diffusion Rayleigh sur les atomes d'hydrogène neutre et il impose donc sa forte dépendance en λ^{-4} comme vue dans la section 5.1.1.

5.3.2 Dépendance avec les paramètres stellaires (T_{eff} et $\log\ g$)

Pour la figure 5.2, j'ai calculé le degré local de polarisation pour un modèle d'atmosphère solaire. À présent, je m'intéresse à d'autres types d'étoiles, avec différentes combinaisons de T_{eff} et $\log\ g$. Pour cela, j'ai calculé, en utilisant le code RH, la polarisation du continu pour différentes étoiles en géométrie plan-parallèle, en variant la température et $\log\ g$, et en fonction de la longueur d'onde. La géométrie plan-parallèle n'est pas bien adaptée aux modèles d'étoiles très étendues (faible gravité de surface) et en général pour des mesures à faible μ. Par conséquent, afin de réduire les erreurs à faible gravité, la variation de la polarisation du continu est suivie en fonction de $\langle \mu Q/I \rangle$:

$$\langle \mu Q/I \rangle = \int_{-1}^{1} \mu Q d\mu \,/ \int_{-1}^{1} \mu I d\mu, \tag{5.12}$$

la moyenne du degré de polarisation sur le rayon du disque (équivalent au rapport du $flux$ polarisé au flux non polarisé). La figure 5.4 montre la polarisation du continu que j'ai calculée pour différents modèles d'atmosphères MARCS [5]. Les modèles d'atmosphères statiques MARCS couvrent les températures effectives de 2500 K à 8000 K et les $logg$ de -1 à 5.5. Les modèles à faibles gravités ($logg < 3.5$) sont calculés en géométrie sphérique et les autres en géométrie plan-parallèle.

La dépendance avec la longueur d'onde de la polarisation est en adéquation avec la dépendance en longueur d'onde de la diffusion Rayleigh, qui est d'autant plus importante que l'étoile est froide. Pour les étoiles plus chaudes ($T_{\text{eff}} > 7000$) la dépendance en longueur d'onde de la polarisation est plus modérée. En effet, lorsque la température augmente la fraction d'hydrogène ionisée augmente et ainsi diminue la diffusion Rayleigh (qui concerne les atomes d'hydrogène neutre) alors que l'importance de la diffusion Thomson, indépendante de la longueur d'onde, croit avec la température.

Je m'intéresse maintenant aux étoiles plus froides que le Soleil ($T_{\text{eff}} \sim 3600$ K sur la figure. 5.4). Pour les étoiles froides, on a $\sigma_c \propto n(H)\sigma_R$ et $\chi_c \propto \alpha n(H^-)$ (avec α une constante de proportionnalité). Par ailleurs, pour ces étoiles froides, on a $n(H^-) \propto n(H)n(e^-)$ (Hubeny & Mihalas 2014).

La polarisation du continu augmente quand la température diminue à gravité fixée. En effet, lorsque la température diminue, l'hydrogène est majoritairement sous forme neutre et l'importance de la diffusion Rayleigh sur les atomes d'hydrogène neutre augmente (σ_c augmente). Cet effet est partiellement atténué car l'opacité due à l'ion H^- augmente aussi avec le nombre d'atome d'hydrogène neutre. De plus, lorsque la température diminue d'autres espèces chimiques (comme H_2) viennent s'ajouter à σ_c. Cependant, comme on le voit sur la figure 5.4, la température n'implique de grandes variations de la polarisation du continu que dans le cas de grandes variations de températures.

Par ailleurs, on peut remarquer que pour les étoiles froides l'influence de la température sur la polarisation du continu sera modifiée par la métallicité. En effet, comme le rapport β apparaissant dans l'équation 5.11 est proportionnel à $\dfrac{\sigma n(H)}{\sigma n(H) + \alpha n(H^-)}$ et sachant que

5. http://marcs.astro.uu.se/

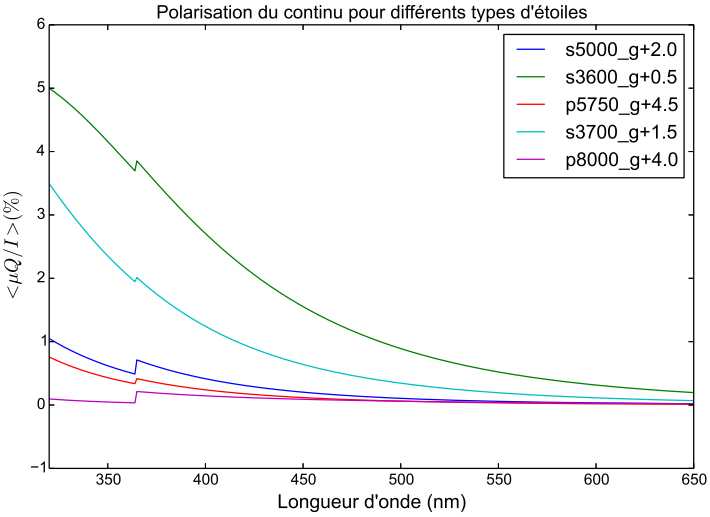


FIGURE 5.4 – Polarisation du continu moyennée le long du rayon du disque pour différents modèles d'étoiles. La polarisation du continu diminue avec la longueur d'onde pour tous les modèles bien que cette dépendance soit plus modérée au fur et à mesure que la température augmente. À température équivalente, la polarisation est plus élevée à bas *logg*. La polarisation calculée pour le modèle p5750_g + 4.5 et p8000_g + 4.0 a été multipliée par dix afin d'être mieux visible.

pour les étoiles froides les donneurs d'électrons sont les métaux, si la métallicité diminue alors le rapport $\beta = \sigma_c/(\chi_c+\sigma_c)$ augmente car l'opacité du continu due à l'ion H^- diminue.

Si la dépendance en température reste somme toute modérée on voit que la dépendance avec $log\ g$ est bien plus importante. Cette dépendance est principalement reliée au gradient de la fonction source en fonction de la profondeur optique et du rapport β de la diffusion à l'absorption. La figure 5.5 montre le rapport β et le gradient des fonctions sources pour différents modèles. Ce rapport augmente rapidement des couches profondes vers la surface et devient important plus profond dans les atmosphères à bas $log\ g$ (figure 5.5a). De plus, le gradient de la fonction source, pour les étoiles à faible $log\ g$, s'écarte plus rapidement de la fonction de Planck à des profondeurs plus importantes.

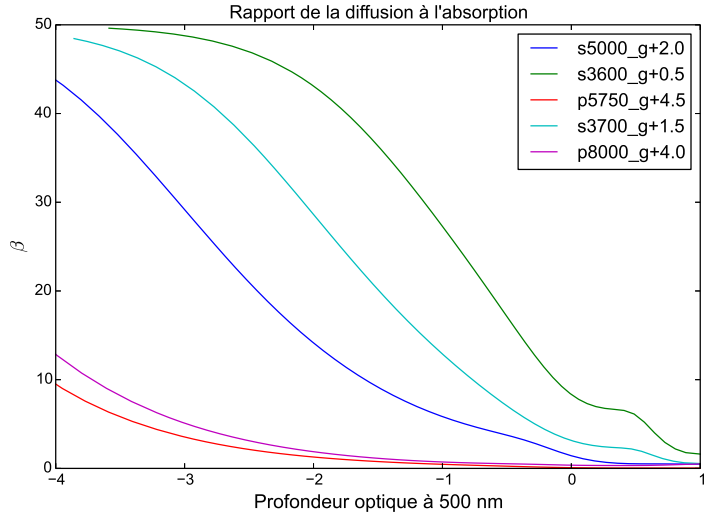
5.3.3 Dépendance avec l'anisotropie du rayonnement

La polarisation du continu est directement proportionnelle à J_0^2 qui est proportionnelle à $3K - J$. Pour un rayonnement isotrope (indépendant de μ) on a la relation $3K = J$ et donc $J_0^2 = 0$ impliquant $\dfrac{Q}{I} = 0$. Par conséquent, dans les couches les plus profondes d'une atmosphère où le rayonnement est fortement isotrope (I indépendant de μ) la polarisation vaut 0. Ainsi, une *anisotropie* dans le champ de rayonnement est nécessaire pour avoir un degré de polarisation non-nul. On définit l'anisotropie du rayonnement comme :

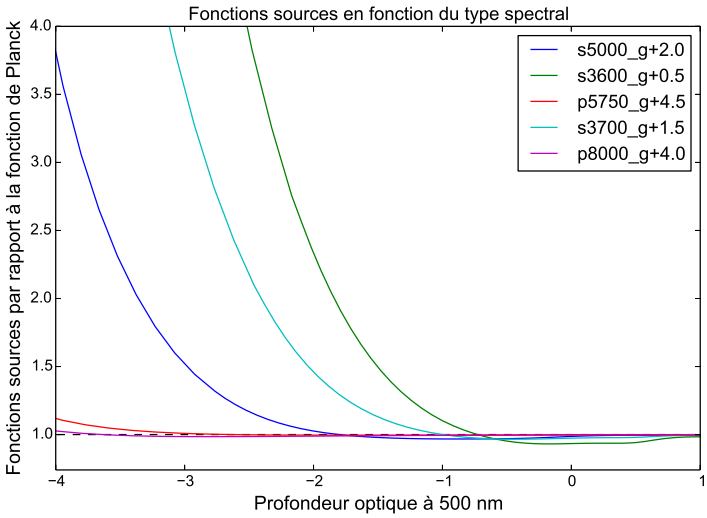
$$A = \sqrt{2}\frac{J_0^2}{J_0^0}, \tag{5.13}$$

Pour le Soleil, l'anisotropie du champ de rayonnement est majoritairement due à la variation centre bord de l'intensité (et dans une moindre importance à la granulation Stenflo 2005; Trujillo Bueno & Shchukina 2009).

L'anisotropie est bornée par les valeurs suivantes (Carlin *et al.* 2012) : $A = -\dfrac{1}{2}$ pour un champ de rayonnement contenu dans le plan horizontal, et $A = 1$ pour un champ de



(a)



(b)

FIGURE 5.5 – **a)**. Rapports β (pourcentage) entre l'opacité due à la diffusion et l'opacité totale pour différents modèles d'étoiles en fonction du logarithme de la profondeur optique à 500nm. **b)**. Gradients des fonctions sources de plusieurs types d'étoiles rapportés à la fonction de Planck. Le rapport β et le gradient de la fonction source augmentent tous deux à bas *logg*.

rayonnement infiniment piqué et vertical. Évidemment $A = 0$ pour un rayonnement isotrope. Par ailleurs, comme le rayonnement souffre d'une variation centre bord ($I = I(\mu, \lambda)$) qui dépend de la longueur d'onde, l'anisotropie dépend donc aussi de la longueur d'onde. Ainsi, la dépendance en longueur d'onde de q le degré de polarisation local, bien que majoritairement dirigée par la section efficace de la diffusion Rayleigh, est aussi sensible à la dépendance chromatique de l'anisotropie. La dépendance chromatique de la variation centre bord de l'intensité, ainsi que de l'anisotropie du rayonnement pour le Soleil (mesurée) et pour une étoile supergéante rouge (modélisée) sont montrés respectivement dans les figures 5.7 et 5.8. La figure 5.6 montre la variation de l'anisotropie avec la profondeur optique pour différents modèles d'étoiles à 500 nm. L'anisotropie augmente vers la surface de l'étoile, principalement car le rayonnement devient de moins en moins isotrope.

Le comportement de l'anisotropie avec les paramètres stellaires est similaire à celui de la polarisation du continu (voir section 5.3.2) : elle augmente pour les étoiles à faible gravité de surface et quand la température effective diminue.

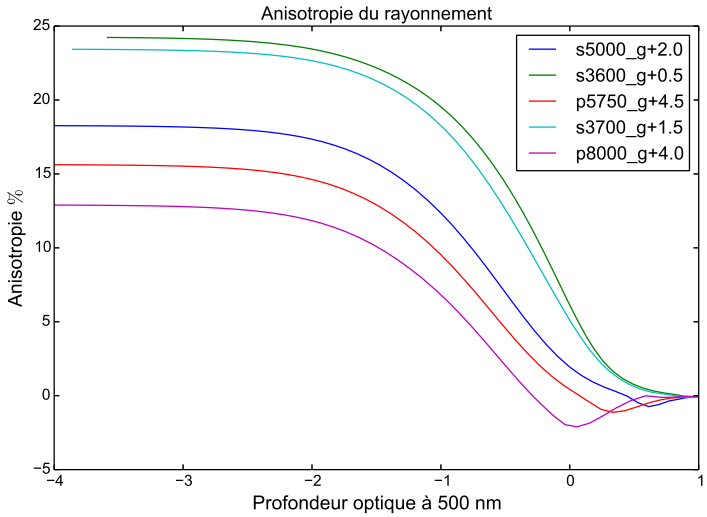


FIGURE 5.6 – Anisotropie du rayonnement pour différents modèles d'atmosphères en fonction du logarithme de la profondeur optique à 500 nm. Pour les modèles 1D statiques, l'anisotropie du rayonnement est entièrement due à l'assombrissement centre bord. Aux profondeurs les plus grandes, où le champ de rayonnement est quasiment isotrope,l'anisotropie tend vers 0.

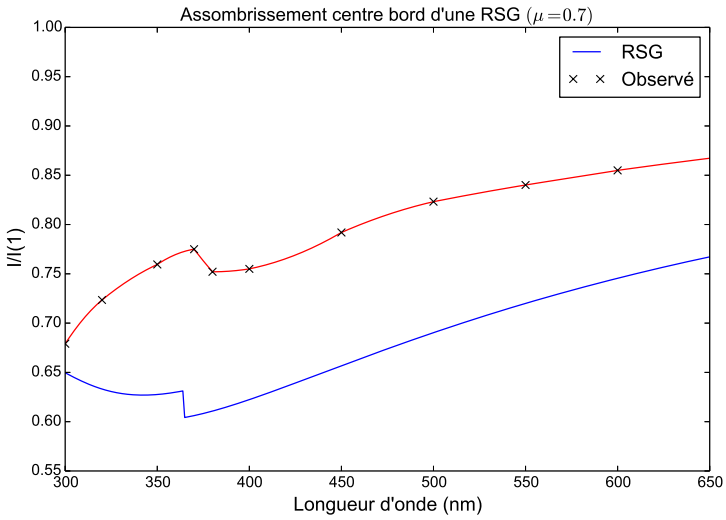


FIGURE 5.7 – Assombrissement centre bord mesuré pour le Soleil (croix noires) et modélisée pour une étoile supergéante rouge ($T_{\rm eff} = 3700$ K et $log\ g = 0.5$, en bleu). Le trait rouge correspond à une interpolation par les points mesurés (Allen 1976).

Le spectre (non polarisé) d'une étoile froide contient un grand nombre de raies atomiques et moléculaires. Jusqu'à présent je n'ai pas considéré l'influence de ces raies spectrales dans la polarisation. Pour autant pour les étoiles les plus froides, il est presque impossible de trouver un continu dans le spectre d'intensité. Il est donc essentiel de tenir compte des raies dans l'équation 5.11.

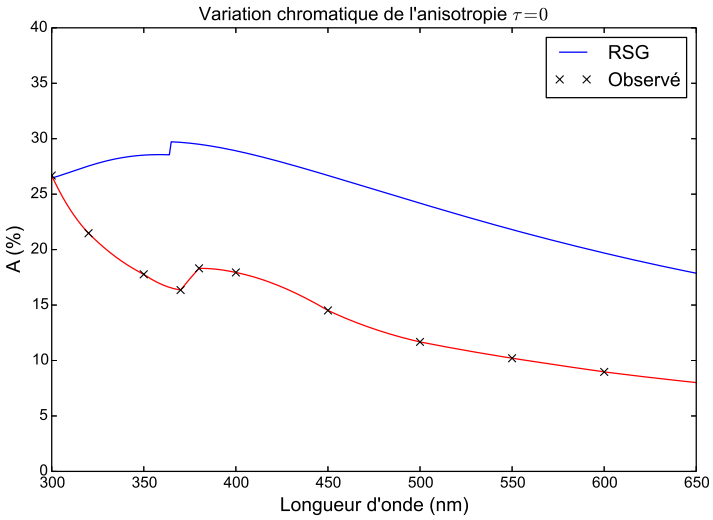


FIGURE 5.8 – Variation chromatique de l'anisotropie A, du rayonnement émergent. Sur cette figure, le saut de Balmer est visible vers 360 nm.

5.4 Influence des raies spectrales sur la polarisation du continu

On peut modifier S_I^c dans les équations 5.4 et 5.5 afin d'y inclure la présence de raies dans le calcul de la polarisation du continu (en considérant toutefois que ces raies ne sont pas intrinsèquement polarisables). L'équation pour S_I^c dans 5.5 est modifiée en y ajoutant le terme source des raies de la forme :

$$S_I^l = \chi_l \phi(\lambda - \lambda_0) B(\lambda_0), \tag{5.14}$$

et le coefficient d'absorption total devient $\eta_I = \chi_c + \sigma_c + \chi_l$ avec χ_l l'opacité intégré sur le domaine de la raie, $\phi(\lambda - \lambda_0)$ le profil d'absorption , B(λ_0) la fonction de Planck à la longueur d'onde centrale de la raie λ_0. Dans ces conditions l'équation 5.11 devient [6] :

$$q = \frac{3(1-\mu^2)}{4} \frac{\sigma_c J_0^0(\lambda) A}{\chi_c B(\lambda) + \sigma_c J_0^0(\lambda) + \chi_l \phi(\lambda - \lambda_0) B(\lambda_0)}, \tag{5.15}$$

où j'ai utilisé $J_0^2 = A J_0^0/\sqrt{2}$, avec A l'anisotropie. L'équation 5.15 montre que lorsque l'on regarde à la longueur d'onde λ_0, centre du profil de raie, q est diminué par rapport à sa valeur déduite de 5.11 et si le terme au dénominateur $\chi_l \phi(\lambda - \lambda_0)$ domine (raie forte) alors q tend vers 0. Inversement, lorsque l'on regarde loin de λ_0, $\chi_l \phi(\lambda - \lambda_0)$ tend vers 0 (à cause du profil $\phi(\lambda - \lambda_0)$) et q atteint sa valeur en absence de raie donnée par l'équation 5.11. La variation locale de la polarisation est ainsi diluée par la présence du coefficient d'absorption $\chi_l \phi(\lambda - \lambda_0)$ dans l'équation 5.15. Ce mécanisme de *dépolarisation du continu*, déjà introduit en 5.1.2 dans le cas du second spectre solaire, est très important dans le cas des étoiles froides. En effet, le niveau de polarisation du continu p_0 est fortement diminué (parfois totalement) à toutes les longueurs d'ondes à cause des très nombreuses raies atomiques et bandes moléculaires caractéristiques des étoiles froides. La figure 5.9 montre, pour un modèle d'atmosphère typique d'une étoile supergéante rouge, la diminution de la polarisation du continu (dont le niveau est montré en tirets rouges) due à la présence de raies spectrales. Par ailleurs, comme je l'ai indiqué en 5.3.2, pour les étoiles froides, plus la métallicité diminue plus la polarisation du continu augmente et dans le même temps la dépolarisation par les raies d'absorption diminue. La figure 5.10 montre l'influence de la métallicité sur la dépolarisation du continu.

6. Dans ce cas là, la solution approchée est généralement fausse car le continu (et sa polarisation) ne se forme pas nécessairement au même niveau que les raies.

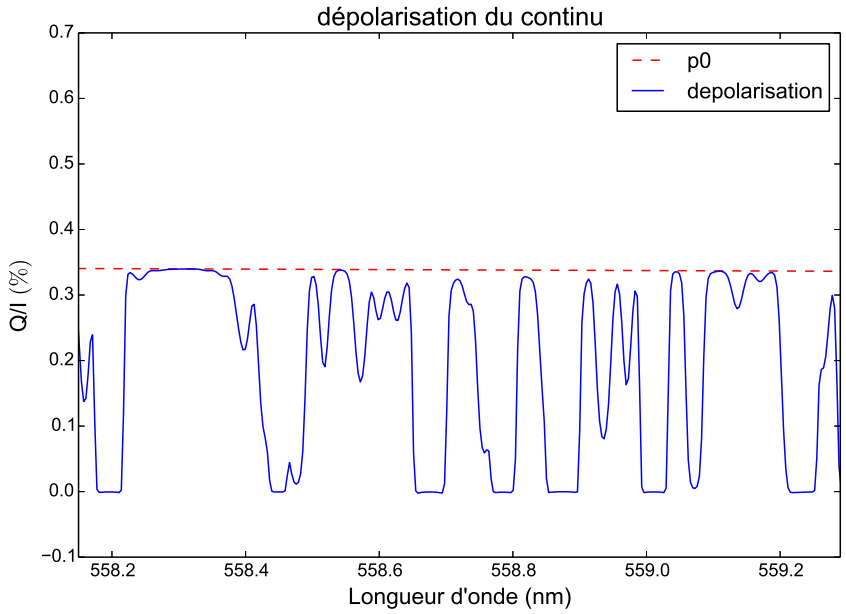


FIGURE 5.9 – Influence des raies spectrales sur la polarisation du continu pour une étoile supergéante rouge. Les tirets rouges représentent le niveau de polarisation (p0) en absence de raies alors que le tracé bleu montre comment ce niveau est diminué à cause de ces mêmes raies.

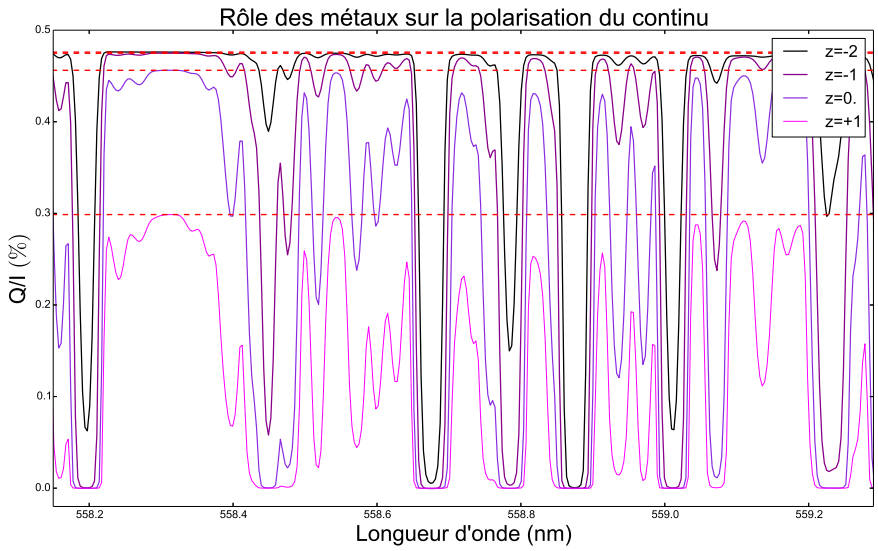


FIGURE 5.10 – Dépolarisation du continu causée par la présence des raies d'absorption en fonction de la métallicité z pour un modèle de supergéante rouge. Les tracés en tirets rouges correspondent au niveau du continu en absence de raies pour chaque valeur de métallicité. La métallicité augmente des couleurs foncées (trait noir) aux couleurs claires (trait rose).

5.5 Polarisation du continu et inhomogénéités de surface

Comme précisé en 5.2 nous n'avons en général pas accès à la mesure du degré de polarisation [7] du continu des étoiles autres que le Soleil et observer un degré net, après intégration sur le disque stellaire, requiert la présence de mécanismes brisant la symétrie du disque. Parmi les mécanismes pouvant briser ainsi la symétrie du disque on retrouve :

1- La rotation qui peut entraîner une déformation de l'étoile
2- Les taches dues à l'activité magnétique
3- Les cellules de convection
4- Les transits

Pour les étoiles froides évoluées, en particulier les étoiles supergéantes rouges, j'ai rappelé en 1.2.3 que des cellules de convection géantes se trouvent à la surface de ces étoiles. Les contrastes de brillance (positifs ou négatifs) introduits par ces cellules sont suffisants pour briser la symétrie du disque. La modélisation de la polarisation du continu, mesurable, pour une étoile RSG, tenant compte de toutes les inhomogénéités de surface, nécessite de résoudre l'équation de transfert polarisé à 3 dimensions dans un modèle d'atmosphère réaliste. C'est un problème complexe et coûteux en terme de temps de calcul qui n'a été abordé que dans le cas solaire (Trujillo Bueno & Shchukina 2009).

Cependant, pour les étoiles RSG, chaque cellule couvre une grande fraction de la surface (la taille caractéristique d'une cellule est de $\sim 7\%$ du rayon pour Bételgeuse) et il est raisonnable de penser que la variation locale du degré de polarisation q n'est pas influencée par les autres cellules (q indépendant de l'azimut). En d'autres mots, localement, un atome (où molécule) reçoit un rayonnement qui provient d'une région correspondant à une seule cellule. Par ailleurs, comme je l'ai montré avec la dépendance en fonction de la gravité et de la température, q ne varie pas significativement pour les variations surfaciques de température caractéristique dues aux cellules de convection (quelques centaines de Kelvin). Ainsi, les degrés de polarisation $\hat{q}$ et $\hat{u}$ observés pour une étoile RSG avec une distribution de brillance surfacique $B(\mu, \phi; \lambda)$, suit (voir aussi la figure 5.3)

$$\begin{cases} \hat{q}(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \mu B(\mu, \phi; \lambda) q \cos(2\phi) d\mu d\phi \\ \hat{u}(\lambda) = -\int_0^{2\pi} \int_0^1 \mu B(\mu, \phi; \lambda) q \sin(2\phi) d\mu d\phi, \end{cases} \tag{5.16}$$

où q est le degré de polarisation local calculé dans le cas d'une atmosphère statique 1D qui ne dépend que de μ. La quantité $\hat{q}$ ($\hat{u}$) est l'équivalent en terme de flux observé, de la polarisation absolue du continu [8]. Le degré de polarisation observé (celui mesuré par l'instrument NARVAL par exemple) est donné par $F_Q = \hat{q}/Fc$, avec Fc le flux du continu non polarisé (avec une expression similaire pour F_U).

Pour un disque avec assombrissement centre bord, recouvert d'une seule tache dont les coordonnées sont $(\mu_a; \mu_b)$ et $(\phi_a; \phi_b)$, $\hat{q}$ et $\hat{u}$ suivent

$$\begin{cases} \hat{q}(\lambda) = \gamma \int_{\phi_a}^{\phi_b} \int_{\mu_b}^{\mu_a} \mu B(\mu, \phi; \lambda) q \cos(2\phi) d\mu d\phi \\ \hat{u}(\lambda) = -\gamma \int_{\phi_a}^{\phi_b} \int_{\mu_b}^{\mu_a} \mu B(\mu, \phi; \lambda) q \sin(2\phi) d\mu d\phi, \end{cases} \tag{5.17}$$

7. Jusqu'à présent je me suis intéressé au degré local de polarisation, défini en un point particulier du disque.

8. À la différence de $\langle \mu Q/I \rangle$ vu plus haut (équation 5.12).

avec γ le rapport de brillance entre le disque sans la tache et avec la tache. Ainsi, pour le cas simple d'une tache, faisant la taille du disque ($\mu_a = 0,\ \mu_b = 1,\ \phi_a = 0,\ \phi_b = 2\pi$ et $B(\mu, \phi; \lambda) = B(\mu; \lambda)$) il n y a pas de brisure de symétrie et $\hat{q}$ et $\hat{u}$ valent 0 [9].

Si je considère que la distribution surfacique de brillance d'une étoiles RSG est donnée par la figure 1.4b (γ inclus dans l'image) et que le degré de polarisation local q est celui d'une étoile supergéante rouge de paramètres $T_{\text{eff}} = 3700$ K ; $log\ g = 0.5$ [10], alors le taux de polarisation linéaire ($P_\ell = \sqrt{\hat{u}^2 + \hat{q}^2}$, eq. 2.1) du continu observé vaut $\sim 0.15\%$ à 400 nm, ce qui est bien inférieur à la valeur locale moyennée sur le rayon ($\sim 3\%$ à 400 nm, voir fig. 5.4). Le taux de polarisation linéaire associé à à ce modèle d'étoile est montré sur la figure 5.11.

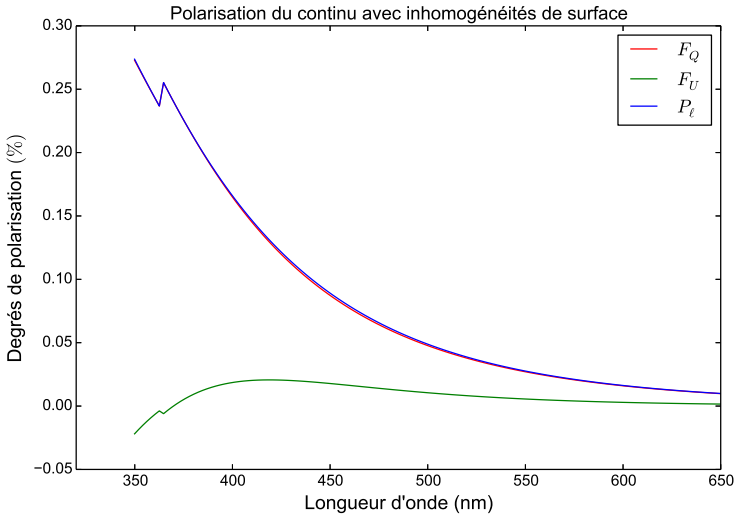


FIGURE 5.11 – Polarisation du continu pour une étoile RSG dont la brillance de surface est donnée par la figure 1.4b. Les degrés de polarisation F_Q et F_U sont montrés respectivement en rouge et vert. Le taux de polarisation linéaire est quant à lui monté en bleu.

Le niveau de polarisation calculé précédemment est encore une fois surestimé car la présence de raies à été négligée. Si je tiens compte cette fois-ci de la présence de raies, le niveau de polarisation est diminué comme sur la figure 5.9, et seul le niveau $p0$ de la polarisation est différent. Récemment, Cotton *et al.* (2017) ont mesuré de la polarisation linéaire en bande g pour un échantillon d'étoiles naines de types spectraux F, G et K, avec l'instrument *HIgh Precision Polarimetric Instrument* (HIPPI) utilisé sur le Télescope Anglo-Australien (AAT, Bailey *et al.* 2015). Selon Cotton *et al.* (2017), leurs mesures sont précises à 10^{-6} et ouvrent donc la possibilité d'observer les étoiles supergéantes rouges (et en général les étoiles présentant une forte polarisation intrinsèque). Je me suis donc intéressé à la faisabilité de mesurer, à travers différents filtres, la polarisation du continu des étoiles RSG. Pour cela, j'ai calculé la polarisation observée F_Q et F_U pour une étoile supergéante rouge sur un grand domaine spectral et j'ai simulé la bande passante des filtres usuels (U, B, V, R, I et g) afin de déterminer le niveau de polarisation attendu dans chacun de ces filtres. La figure 5.12 présente la polarisation du continu dans les mêmes conditions que la figure 5.11 en y incluant cette fois-ci des raies spectrales. Dans le bleu, bien que la dépendance en longueur d'onde de la polarisation suive la dépendance

9. En effet, $\int_0^{2\pi} \cos(2\phi) d\phi = \int_0^{2\pi} \sin(2\phi) d\phi = 0$

10. Je suppose ici qu'il n y a pas de changement de gravité entre la photosphère et la cellule, ce qui n'est pas forcément exact si on suit l'idée de Josselin & Plez (2007) qui stipule que la convection tend à abaisser localement la gravité (chap 1. sect. 1.2.3)

en longueur d'onde de la diffusion Rayleigh, à travers les filtres U, B et g le niveau du continu est grandement réduit. L'amortissement de la forte dépendance en longueur d'onde de la diffusion Rayleigh s'explique par le fait qu'aux longueurs d'ondes les plus bleues la densité de raies spectrales (qui sont en général profondes) est grande, dépolarisant quasi-totalement le continu. À travers ces trois filtres (U, B, g) le taux de polarisation linéaire est plus ou moins constant et vaut 0.03% du continu non polarisé. Ainsi, en se basant sur la précision polarimétrique à 1 partie par million annoncée par Cotton *et al.* (2017), il serait tout à fait envisageable de mesurer la (dé-)polarisation du continu des étoiles RSG avec HIPPI. Par ailleurs, des mesures de polarisation du continu des étoiles RSG, Bételgeuse et CE Tau ont été effectuées avec l'instrument HPOL (Davidson *et al.* 2014) donnant un degré de polarisation linéaire légèrement inférieur à 1 %.

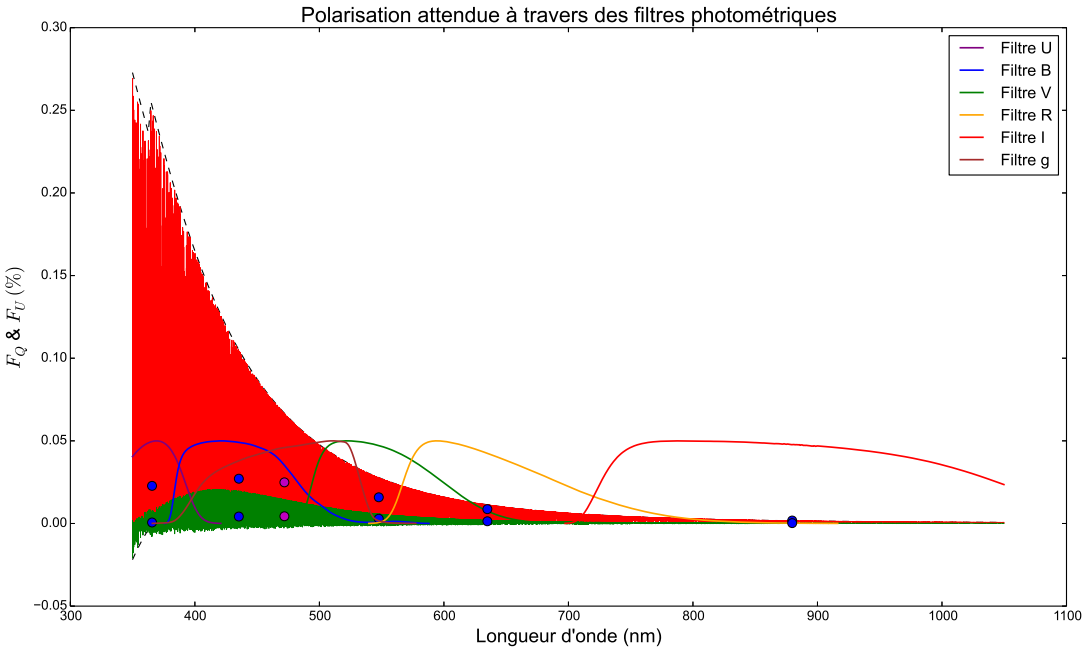


FIGURE 5.12 – Polarisation du continu similaire à la figure 5.11 en incluant cette fois-ci des raies spectrales. F_Q et F_U sont respectivement montrés en rouge et vert. Les points bleus indiquent la valeur de F_Q et F_U à travers les différents filtres tracés sur la figure. Les points mauves sont calculés à travers le filtre g. Les traits tirets noirs représentent le niveau de polarisation du continu en absence de raies de la figure 5.11.

5.6 Mesure de polarisation du continu avec NARVAL

Comme je l'ai indiqué dans le chapitre 2 en 2.1.2 et en 2.1.3, l'instrument NARVAL n'est pas fait pour mesurer le niveau de polarisation du continu $p0$ (le niveau 0 de la polarisation instrumentale ne pouvant être déterminé avec suffisamment de précision), et les paramètres de Stokes observés sont normalisés à l'intensité du continu Ic. Ainsi on n'observe pas directement Q/I (où U/I) où I contient à la fois la contribution du continu et des raies mais :

$$\begin{aligned} \text{Stokes } Q &= p0 - Q/Ic \\ \text{Stokes } U &= p0 - U/Ic, \end{aligned} \tag{5.18}$$

correspondant au signal dépolarisé montré en figure 5.10.
Pereyra *et al.* (2015) ont montré la faisabilité d'utiliser l'instrument ESPaDOnS (jumeau

de NARVAL) pour mesurer la polarisation du continu. Ils estiment une précision de l'ordre de 0.1% en moyenne, ce qui implique que leur méthode n'est raisonnablement applicable qu'aux objets présentant une polarisation intrinsèque élevée et donc pas applicable aux étoiles RSG. En effet, dans le cas des étoiles RSG, le degré de polarisation observé est de l'ordre où inférieur à 0.1 %. Leur méthode d'extraction de la polarisation du continu est basée sur OPERA, un outil de réduction libre pour les spectropolarimètres échelles comme ESPaDOnS et NARVAL, dont le fonctionnement est très différent de celui de Libre ESpRIT. Ainsi, bien que nous n'ayons pas directement accès à la valeur absolue de $p0$, la mesure de la dépolarisation avec NARVAL permet d'avoir une limite inférieure sur $p0$. En effet pour une raie qui dépolarise totalement le continu on peut même remonter à la valeur du continu à cette longueur d'onde.

5.7 Le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse

Dans les sections précédentes, j'ai montré que le degré de polarisation local des étoiles froides évoluées à faible gravité, comme les étoiles RSG, est relativement élevé et que les inhomogénéités de brillance, introduites par les cellules de convection géantes à la surface de ces étoiles, conduisent à un degré de polarisation net observable.
Récemment, dans Aurière *et al.* (2016) nous avons découvert le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse. Comme dans le chapitre précédent, nous avons utilisé la méthode LSD pour analyser les spectres de l'étoile, bien qu'à la différence des signaux présentés dans le chapitre précédent, nous ayons mesuré de la polarisation linéaire nette à l'échelle de raies individuelles. La figure 5.13 montre des profils LSD de l'étoile Bételgeuse qui mettent en évidence les différences entre mesures en polarisation circulaire et linéaire. Dans le cas de polarisation par diffusion, j'utilise un poids de 1 pour toutes les raies lors de mes analyses LSD, conformément au chapitre 3 section 3.2 (équation 3.7). Le masque utilisé dans l'analyse LSD a été extrait de la base de données VALD pour les paramètres stellaires $T_{\rm eff} = 3700$ K et $log\ g = 0.5$. Le masque contient les raies plus profondes que 0.4 (par rapport au continu non polarisé) soit 12 000 raies.

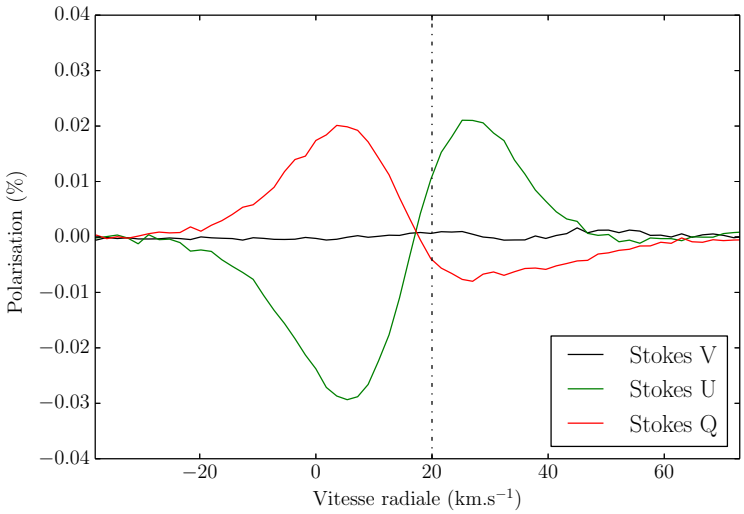


Figure 5.13 – profils LSD typiques de l'étoile Bételgeuse en polarisation circulaire (Stokes V, noir) et linéaire (Stokes Q et U respectivement en rouge et vert). Le niveau de la polarisation linéaire ($\sim 10^{-4}$) est largement supérieur au niveau de la polarisation circulaire ($\sim 10^{-5}$, peu visible à cette échelle). Le trait vertical pointillé marque la position du centre de la raie moyenne (Stokes I).

Le niveau typique de la polarisation linéaire est de 0.01% du continu non polarisé et pour la polarisation circulaire il est de 0.001% du continu non polarisé. Le rapport typique entre la polarisation circulaire Zeeman et linéaire Zeeman est de l'ordre de 10 (voir 5.1) alors qu'il est de 0.1 ici dans le cas de Bételgeuse. La figure 5.14 donne tous les profils LSD Stokes Q et Stokes U de Bételgeuse obtenus dans le cadre du programme *Magnetic fields in cool and evolved stars* (LP, voir chapitre 3 section 3.1). Toutes les observations de Bételgeuse conduisent à une polarisation linéaire bien supérieure à la polarisation circulaire. On peut remarquer aussi, que la forme des profils Stokes Q et Stokes U est très différente de ce qu'on attend pour de la polarisation linéaire Zeeman (voir chapitre 2 figure 2.6). Par conséquent, nous avons conclu que le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse est d'origine non magnétique.

La figure 5.15 montre le spectre non polarisé (panneau du haut) et les spectres polarisés linéairement (Stokes Q et Stokes U panneau du bas) de Bételgeuse autour de trois raies métalliques de Fe (558.7 nm), NiI (558.8nm) et CaI (558.9 nm). Ces trois raies métalliques montrent un signal net au delà de 0. La figure 5.16 montre cette fois ci le spectre de Bételgeuse autour des raies D du sodium, connues dans le spectre solaire pour présenter une polarisation intrinsèque caractéristique (fig. 5.1). Dans le cas solaire, la raie D2 présente une très forte polarisation intrinsèque alors que la raie D1 présente une polarisation intrinsèque plus modérée (Belluzzi *et al.* 2015). Dans le cas de Bételgeuse, les deux raies présentent un profil de polarisation similaire (voir plus loin) et une amplitude équivalente. Comme les deux raies du sodium dépolarisent de la même manière le continu (elles se forment dans la même région et sont de profondeurs équivalentes), mais que du point de vue de la mécanique quantique la raie D1 ne peut pas être plus polarisée que la raie D2, nous en avons conclu que la dépolarisation du continu domine le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse.
La découverte de ce spectre polarisé linéairement ou « second spectre », dominé par la dépolarisation du continu à ouvert une nouvelle fenêtre pour l'étude de la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges. En effet, comme je l'ai montré précédemment, nous observons de la polarisation linéaire uniquement parce qu'il existe des structures brisant la symétrique du disque à la surface de Bételgeuse. Par conséquent, il est possible de relier la polarisation linéaire (Stokes Q et Stokes U) à la position de ces structures sur le disque. Dans Aurière *et al.* (2016) nous avons utilisé un modèle analytique (présenté en section suivante 5.8) pour cartographier des structures brillantes à la surface de Bételgeuse en bon accord avec des mesures interférométriques (voir la publication complète en fin de manuscrit).

5.8 Cartographie de la photosphère des étoiles RSG avec NARVAL

Les contrastes de brillance introduits par les cellules de convection à la surface des étoiles RSG sont à l'origine d'un degré de polarisation non-nul observé. Dans Aurière *et al.* (2016) nous avons supposé que des taches brillantes, signatures de la convection, sont à l'origine de la brisure de symétrie du disque. Cette hypothèse se justifie par le fait que des « points chauds » (ci-après taches), associés aux cellules de convection, ont déjà été mesurés dans le filtre proche-infrarouge H par interférométrie sur Bételgeuse (par exemple, fig. 1.9 Haubois *et al.* 2009) et plus récemment sur CE Tau (voir section 5.9.1).

Pour une étoile couverte de taches, les profils LSD, Stokes Q ($\hat{q}$) et Stokes U ($\hat{u}$), sont

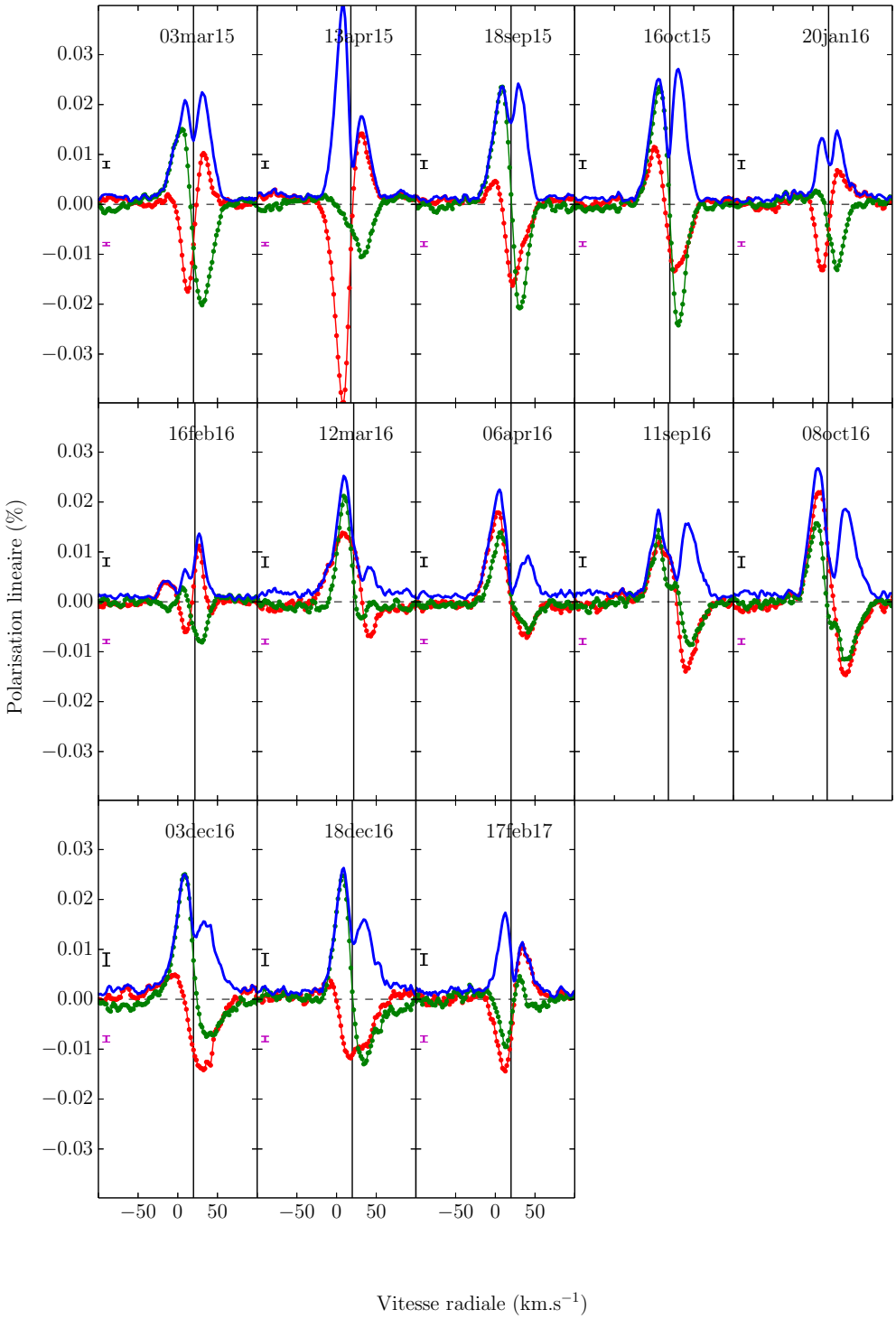


FIGURE 5.14 – Profils LSD Stokes Q (rouge) et Stokes U (vert) de Bételgeuse acquis durant le LP. Le taux de polarisation linéaire $P_\ell = \sqrt{Q^2 + U^2}$ est montré en bleu. Le trait vertical noir sur chaque sous-figure indique la position du centre de la raie moyenne. Le petit segment noir indique l'erreur moyenne sur tous les profils (niveau 1σ) et le petit segment mauve l'erreur moyenne dans le null ; non représenté ici car plat sur toutes les observations.

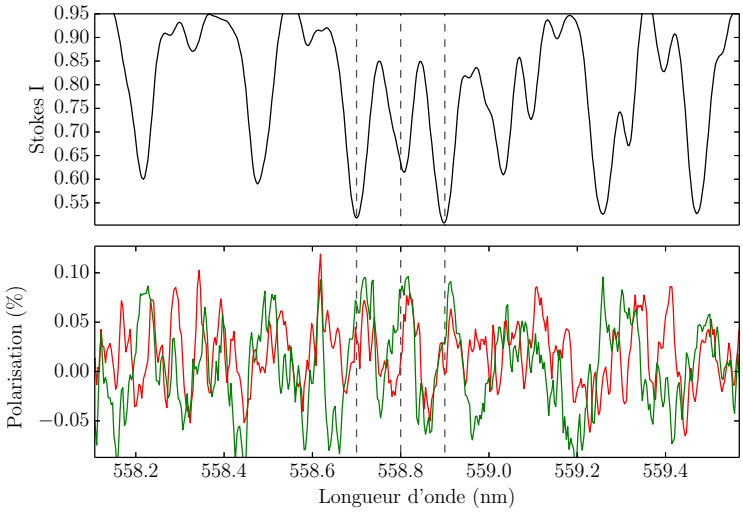


FIGURE 5.15 – Portion du spectre de Bételgeuse autour de trois raies métalliques repérées par les traits pointillés verticaux noirs, de gauche à droite FeI (558.7 nm), NiI (558.8nm) et CaI (558.9 nm). **Panneau du haut**. Spectre non polarisé. **Panneau du bas**. Spectres polarisés linéairement Stokes Q (trait rouge) et Stokes U (trait vert). Observations datées du 03 mars 2015.

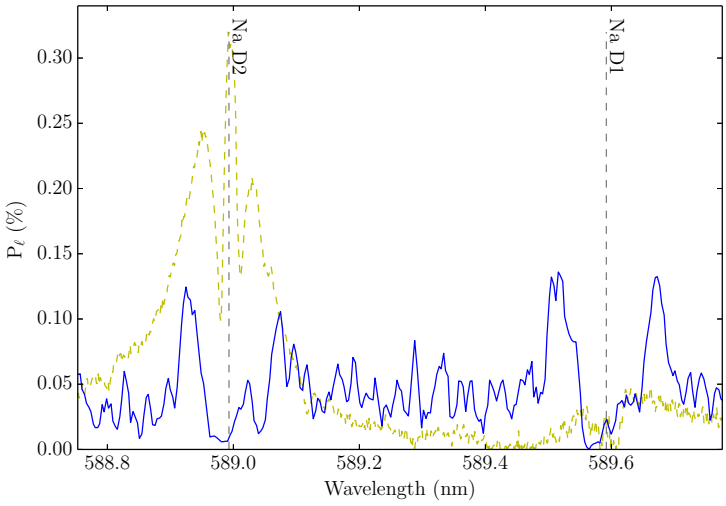


FIGURE 5.16 – Polarisation dans les raies D du sodium (NaI) pour l'étoile Bételgeuse, présentée en terme du taux de polarisation P_ℓ (en bleu). Les traits noirs verticaux marquent la position centrale des raies D2 et D1 du sodium dans le spectre non polarisé. Le second spectre solaire est montré en comparaison (trait tiret jaune). Observations datées du 03 mars 2015.

donnés par

$$\begin{cases} \hat{q}(v) = \int_0^{2\pi}\int_0^1 \mu B(\mu,\phi) q \cos(2\phi) e^{-(\frac{v - V_0\mu}{W})^2} d\mu d\phi \\ \hat{u}(v) = -\int_0^{2\pi}\int_0^1 \mu B(\mu,\phi) q \sin(2\phi) e^{-(\frac{v - V_0\mu}{W})^2} d\mu d\phi, \end{cases} \tag{5.19}$$

avec W la largeur typique du profil de raie Stokes I. Par rapport à l'équation 5.16, qui donne le degré de polarisation du continu observé après intégration sur le disque, l'équation précédente incorpore un profil de raie gaussien comme il est courant de le faire dans le cas d'analyses par imagerie Doppler. Le contraste γ est incorporé dans la brillance $B(\mu, \phi)$ qui est dans ce cas là achromatique car on s'intéresse aux profils LSD moyens. Les profils LSD Stokes Q et Stokes U résultant de l'application des équations précédentes à la figure 1.4b sont montrés en figure 5.17.

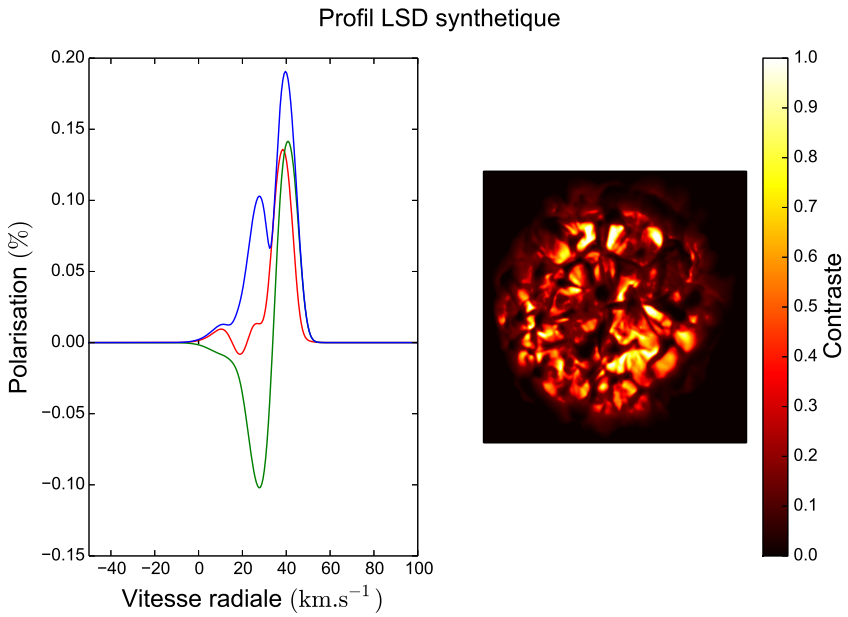


FIGURE 5.17 – Profils LSD synthétiques obtenus en appliquant le modèle présenté en équation 5.19 à une distribution de brillance représentative d'une supergéante rouge (Chiavassa *et al.* 2010). Stokes Q, Stokes U et le taux de polarisation linéaire sont montrés en rouge, vert et bleu respectivement.

Le modèle analytique présenté dans Aurière *et al.* (2016) est basé sur l'interprétation des profils LSD moyens de l'étoile observée et représente le problème inverse de l'équation 5.19 : déterminer $B(\mu, \phi)q$ connaissant $\hat{q}(v)$ et $\hat{u}(v)$.
Un profil LSD (Stokes Q et Stokes U) résulte alors de la présence d'une ou plusieurs taches localisées sur le disque apparent et caractérisées par $r = \sqrt{1-\mu^2}$ la coordonnée radiale, ϕ l'azimut et la brillance $B(\mu, \phi)$. Les décalages en vitesse radiale observés sur les profils Stokes Q et Stokes U (par exemple ceux de la figure 5.17) sont dus au mouvement propre des taches par rapport à l'observateur. Ainsi, chaque tache sur le disque acquiert une vitesse projetée $v = V_0\sqrt{1-r^2} = V_0\mu$ avec V_0 la vitesse typique de la convection de surface.
Goldberg *et al.* (1975) ont montré que les composantes, visibles dans le cœur de raies de résonance du spectre de Bételgeuse, sont compatibles avec la présence d'une (plusieurs) coquille(s) sphérique(s), de rayon supérieur au rayon de l'étoile, en expansion et située(s) verticalement au dessus du disque. Par conséquent, les décalages en vitesse des profils Stokes Q et Stokes U correspondent à la superposition des mouvements photosphériques, où les raies se forment, et au mouvement d'une coquille sphérique en expansion où la lumière est diffusée. En supposant que tous les mouvements (ceux de la photosphère et de la coquille) sont radiaux, la vitesse caractéristique V_0 englobe de manière unique la somme des vitesses de tous ces mouvements (convection et expansion). La période de rotation des étoiles supergéantes rouges étant très longue (pour rappel, la période de rotation est d'environ 15 ans pour Bételgeuse) la contribution de la rotation à V_0 est négligée.

Chaque tache va alors produire un excès de polarisation linéaire selon l'axe perpendicu-

laire au rayon joignant son centre à celui du disque apparent de l'étoile. Enfin, la position azimutale de la tache sur le disque est repérée par son azimut ϕ et est reliée à l'angle de polarisation Θ (equation 2.2) par :

$$\phi = \Theta \pm \frac{\pi}{2} \tag{5.20}$$

Il y a donc une ambiguïté de π (visible dans l'équation 5.19, où une rotation de $\phi \pm \pi/2$ ne change pas le taux de polarisation linéaire) sur l'azimut de la tache. Cette ambiguïté a été levée dans le cas de Bételgeuse où des observations interférométriques ont permis de contraindre ϕ, mais en général s'il n'existe pas d'observations interférométriques contemporaines je suppose $\phi = \Theta + \frac{\pi}{2}$. La coordonnée radiale et donc μ peut être obtenue par $\mu = v/V_0$. Les coordonnées μ et ϕ ayant été obtenues, il ne manque plus qu'à déterminer la brillance intrinsèque de chaque tache. Malheureusement, un modèle aussi simple et préliminaire que celui présenté dans Aurière *et al.* (2016) ne permet pas de remonter à la valeur de la brillance de chaque tache et à sa relation avec le degré local de polarisation. Par conséquent, la brillance de chaque tache est supposée directement proportionnelle au taux de polarisation P_ℓ, corrigé de la dépendance angulaire de la polarisation par diffusion Rayleigh :

$$P_\ell \propto B(\mu, \phi)(1 - \mu^2), \tag{5.21}$$

le coefficient de proportionnalité, inconnu, est supposé invariant d'une tache à l'autre (ce qui d'après 5.3.2 est raisonnable) et la brillance relative de chaque tache peut être retrouvée par :

$$B(\mu, \phi) = \frac{P_\ell}{P_0(1 - \mu^2)}, \tag{5.22}$$

où P_0 est le taux de polarisation maximum des taches reconstruites. Ainsi, pour chaque point du disque visible (chaque pixel d'une paire de profils Stokes Q et Stokes U), plusieurs taches ainsi que leur brillance peuvent être déduites et positionnées sur le disque de l'étoile.

La figure 5.18 présente la cartographie des structures brillantes à la surface de Bételgeuse pour les observations du LP. Le temps de variation caractéristique de ces structures est compatible avec les échelles de temps de la dynamique atmosphérique, déjà discutés en 1.2.3. Cette cartographie permettra d'effectuer des prédictions en vue de futurs observations interférométriques ainsi que de permettre des comparaisons entre les deux méthodes, complémentaires.

5.9 Observations des étoiles CE Tau et μ Cep

Les étoiles supergéantes rouges μ Cep et CE Tau ont été observées dans le cadre du LP, de 2015 à 2017. Les journaux des observations de ces étoiles sont présentés en annexe A et les principales caractéristiques de ces étoiles RSG sont données en table 5.1.

Comme je l'ai indiqué dans le chapitre précédent, ces étoiles présentent des signaux polarisés linéairement, à l'échelle de raies individuelles, mesurables. Dans le cas de μ Cep, j'ai déjà montré comment ces signaux modifient la mesure de champs magnétiques. Les profils LSD de CE Tau et μ Cep sont présentés respectivement dans les figures 5.19 et 5.20.

Les observations (spectres et profils LSD) obtenues à des dates proches (de l'ordre du jour) ont été moyennées. Une variabilité à l'échelle de quelques semaines/mois est observable, exactement comme dans le cas de Bételgeuse ce qui est également compatible avec les temps caractéristiques associés à la convection de surface. Dans tous ces profils LSD, à la différence des profils Stokes V du chapitre précédent, le *null* polarimétrique est toujours plat, et ne présente jamais de signal détectable (toujours cohérent avec le niveau du bruit).

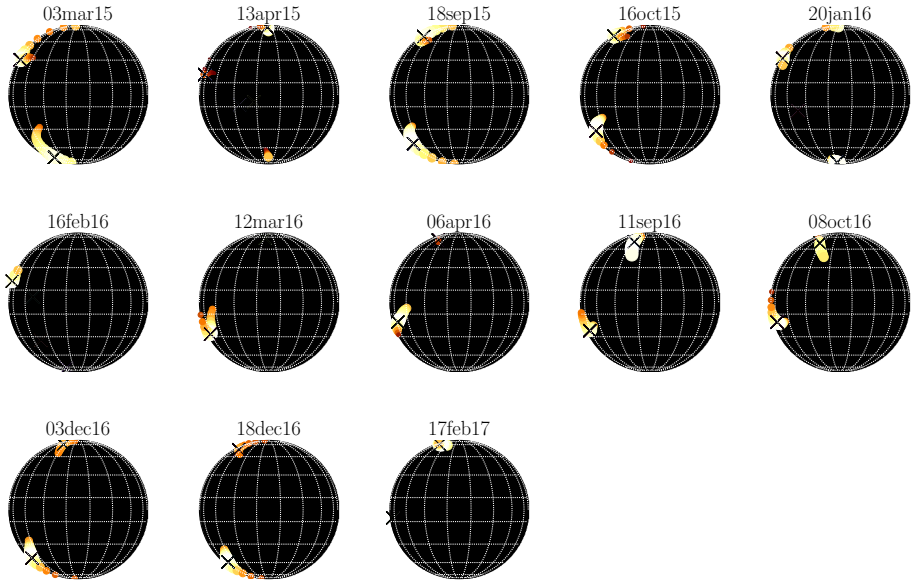


FIGURE 5.18 – Reconstruction de structures à la surface de Bételgeuse produisant un spectre polarisé linéairement mesurable. Les croix indiquent la position du maximum de polarisation.

Étoile	Type Spectral	m_V	$T_{\rm eff}$ (K)	log g	R ($R_\odot$)	M ($M_\odot$)	x (%)
μ Cep	M2eIa	4.10	3,700	-0.5	1420	23	10
CE Tau	M2Iab-Ib	4.30	3,650	0.0	-	-	-
α Ori	M1-M2Ia-ab	0.42	3,650	0.0	645	15	7

TABLE 5.1 – Paramètres fondamentaux des étoiles CE Tau et μ Cep comparés à ceux de Bételgeuse. Les magnitudes visibles (m_V) et les types spectraux proviennent de la base de donnée SIMBAD. Les paramètres stellaires ($T_{\rm eff}$; log g ; R) sont tirés de Levesque *et al.* (2005). La fraction x, donnant la taille caractéristique des cellules de convection par rapport au rayon stellaire calculée avec l'équation 1.3 (voir chap. section 1.2.3), est donnée dans la dernière colonne.

5.9.1 La supergéante rouge CE Tau

La supergéante rouge CE Tau est très similaire à Bételgeuse, en terme de propriétés spectroscopiques. En effet, les deux étoiles ont le même type spectral et leur spectre d'intensité présente des similitudes, par exemple autour des raies D du sodium figure 5.21. Par ailleurs, les profils LSD Stokes Q et Stokes U des deux étoiles ont des amplitudes équivalentes, allant d'environ -0.02 % à +0.02 %, bien que les profils LSD de Bételgeuse soient d'une meilleure qualité (voir fig. 5.14 pour Bételgeuse et fig. 5.19 pour CE Tau).

Il est donc très probable que ces deux étoiles présentent aussi des similitudes au niveau de leur second spectre (spectre polarisé linéairement). Sur la figure 5.22, je donne le second spectre de CE Tau et celui de Bételgeuse autour du doublet du sodium.

Je peux donc en déduire que tout comme pour Bételgeuse, le spectre polarisé linéairement de CE Tau est dominé par la dépolarisation du continu. J'applique alors le modèle décris en section 5.8 aux profils LSD de CE Tau. La figure 5.23 présente la reconstruction avec le modèle spectropolarimétrique de taches à la surface de CE Tau. Toutes ces reconstructions pointent vers des taches localisées au limbe de l'étoile.

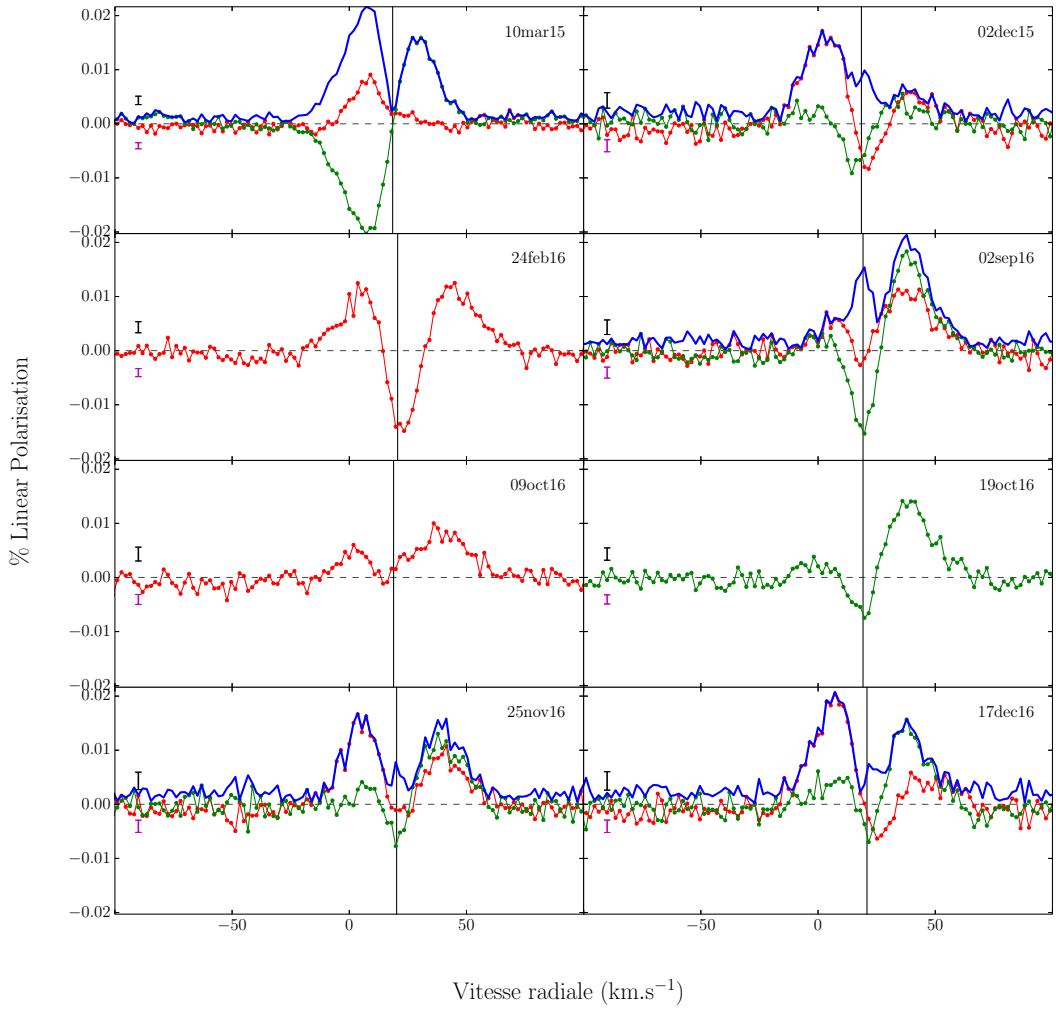


FIGURE 5.19 – Profils LSD de l'étoile CE Tau. Mêmes légendes que sur la figure 5.14. Dans le cas ou il n y a pas de paire Stokes Q / Stokes U le taux de polarisation linéaire n'est pas tracé.

Récemment, dans le but d'obtenir des observations interférométriques et spectropolarimétriques simultanées (comme dans le cas de Bételgeuse ; Aurière *et al.* 2016) nous avons mené des observations au VLTI (Observatoire Européen Austral, ESO) avec l'instrument PIONIER (Montargès et al. 2017, soumis, et donné en fin de manuscrit). La figure 5.24 présente la distribution de brillance déduite des observations interférométriques ainsi que les profils LSD Stokes Q et Stokes U attendus pour cette distribution, en utilisant l'équation 5.19.

Les profils LSD de CE Tau du 25 novembre 2016 et 17 décembre 2016 montrent un certain accord avec les observations PIONIER du 14 et 22 novembre et 23 décembre (voir article en fin de manuscrit). Pour autant, le modèle spectropolarimétrique ne réussit pas à reconstruire des structures au centre du disque à la différence du modèle interférométrique. Cette faiblesse du modèle spectropolarimétrique est principalement due à la vitesse caractéristique des mouvements photosphériques, V_0, qui non seulement doit tenir compte de la vitesse d'expansion de l'atmosphère mais aussi de la largeur intrinsèque des profils LSD. Un grand V_0 induit de ce fait un angle projeté μ (position radiale des structures)

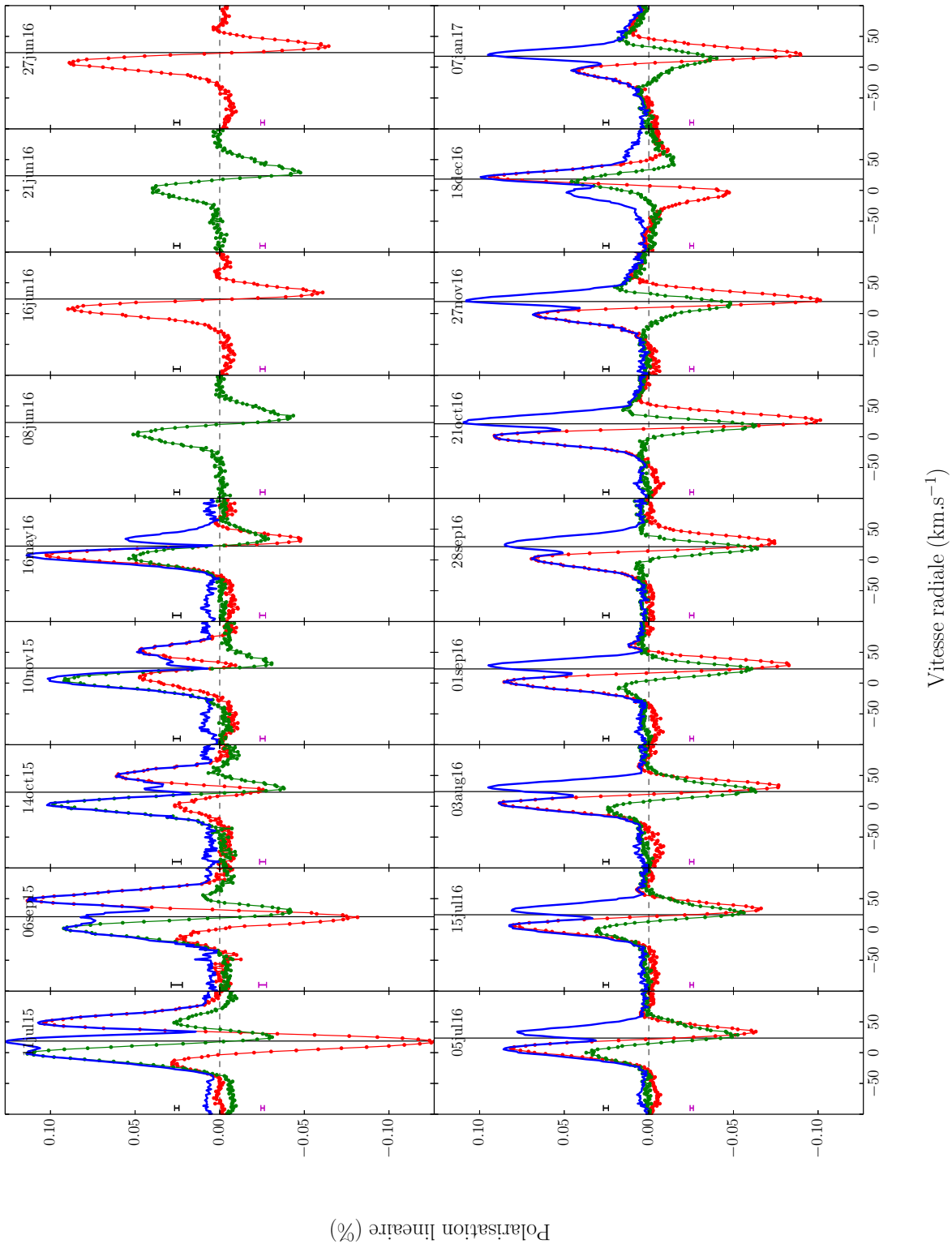


FIGURE 5.20 – Profils LSD de l'étoile μ Cep. Mêmes légendes que sur la figure 5.19.

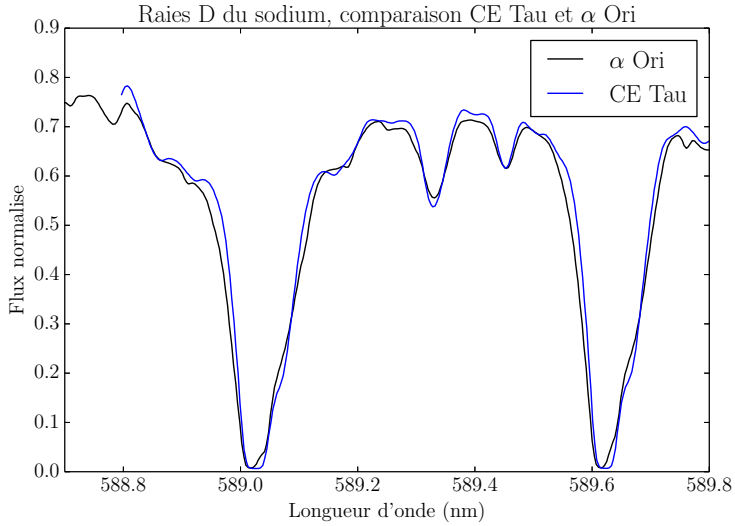


FIGURE 5.21 – Flux normalisé au continu des étoiles CE Tau et Bételgeuse. Les deux étoiles jumelles sont très similaires spectroscopiquement dans la région du doublet du sodium.

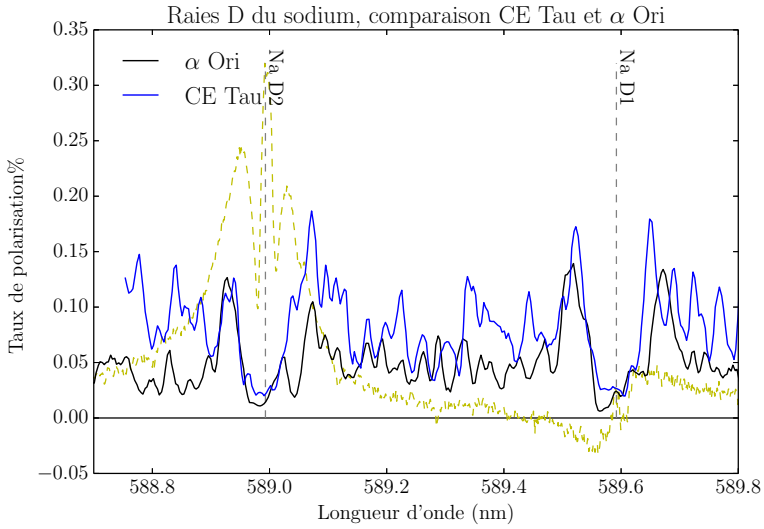


FIGURE 5.22 – Second spectre (ou spectre polarisé linéairement) de Bételgeuse et celui de CE Tau présentés en terme du taux de polarisation linéaire. Le second spectre solaire est montré en tirets jaunes. Les deux traits pointillés verticaux marquent la position du centre des deux raies dans le second spectre solaire. Le trait horizontal, positionne le zéro. Les spectres de Bételgeuse et CE Tau sont corrigés de leur vitesse radiale.

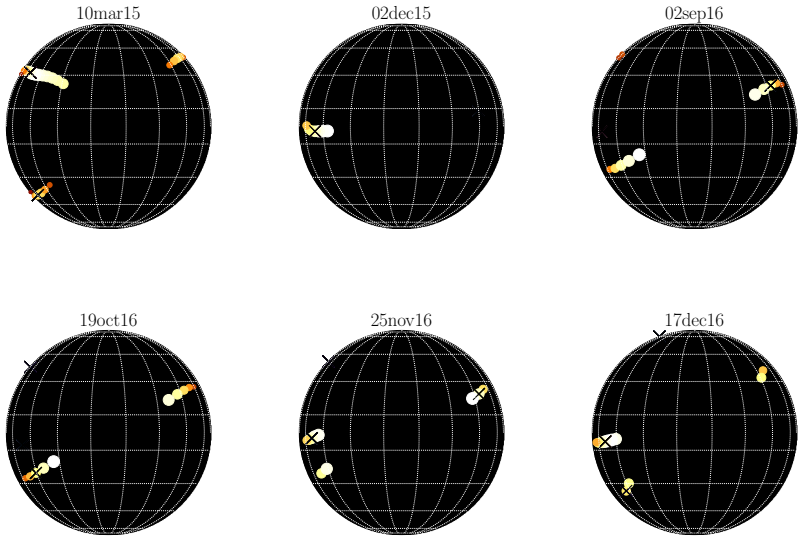


FIGURE 5.23 – Reconstruction de structures à la surface de CE Tau. Même légende que sur la figure 5.18.

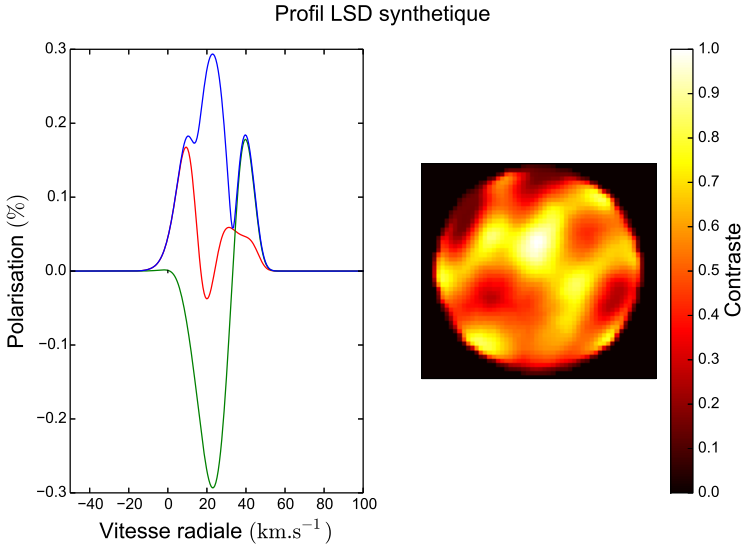


FIGURE 5.24 – Distribution de brillance sur le disque de CE Tau. L'observation interférométrique est montrée à droite et les profils LSD (Stokes Q rouge, Stokes U vert et taux de polarisation linéaire bleu) déduits de cette observation sont montrés à gauche.

qui tend vers 0, c'est à dire vers le bord du disque (le limbe). Par ailleurs, il faut aussi noter que de part la nature même de la dépendance angulaire de la diffusion Rayleigh (en $1 - \mu^2$), la polarisation du continu est maximale au limbe et elle nulle au centre du disque. Par conséquent le modèle spectropolarimétrique est plus sensible aux structures situées au limbe.

Dans ce cas ci, nous atteignons à la fois les limites des modèles spectropolarimétriques et interférométriques. En effet, il est nécessaire de poursuivre les observations avec le VLTI pour améliorer la couverture du plan u,v (coordonnées de l'espace de Fourier) afin de reconstruire les plus petits lobes de la fonction de visibilité, traçant les plus petites échelles de la convection. Quant au modèle spectropolarimétrique, en l'état, il ne permet pas une

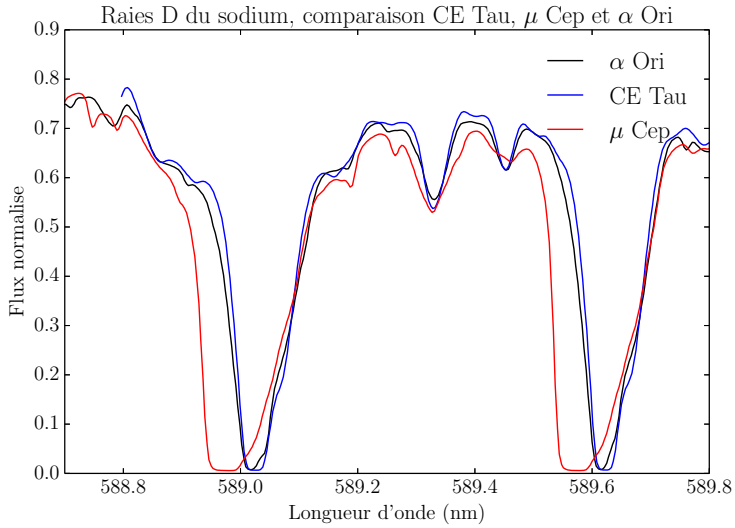


FIGURE 5.25 – Flux normalisé au continu des étoiles μ Cep, CE Tau et Bételgeuse autour du doublet du sodium. La largeur des raies de μ Cep suggère une composante circumstellaire et ou interstellaire plus importante dans ce cas là.

reconstruction continue de la distribution de brillance de la photosphère. De plus, comme montré par l'équation 5.16, un même signal $\hat{q}$ (où $\hat{u}$) peut être obtenu pour différentes combinaisons du produit $B \times q$. Ainsi, notre modèle analytique ne sait pas faire la différence entre une structure brillante et chaude, qui émet donc plus de photons (dont des photons polarisés) et une structure plus froide, sombre, mais située haut dans l'atmosphère où l'anisotropie du rayonnement est plus élevée et donc le degré de polarisation plus important. Une approche basée sur une décomposition en une famille de fonctions (harmoniques sphériques, polynômes de Zernike, etc...) de la brillance est en cours de construction afin d'améliorer le modèle analytique de Aurière *et al.* (2016). Par la suite, des calculs que je compte mener, du degré de polarisation du continu, pour une atmosphère de supergéante rouge « réaliste », prenant en compte la géométrie 3D du problème, permettront de lever certaines des ambiguïtés observationnelles et de mieux interpréter les observations. Enfin, il faut rappeler que les observations interférométriques et les mesures spectropolarimétriques ne sont pas faites dans le même domaine spectral (respectivement infrarouge en bande H et visible) et que donc ces observations sondent différentes régions de l'atmosphère de l'étoile. On ne peut donc raisonnablement pas s'attendre à un accord parfait entre des images reconstruites par les deux méthodes.

5.9.2 La supergéante rouge μ Cep

La supergéante rouge μ Cep est à la fois plus massive et plus étendue que CE Tau et Bételgeuse (Levesque *et al.* 2005; Josselin & Plez 2007). Bien qu'ayant un type spectral proche de celui de Bételgeuse et de celui de CE Tau donc son spectre d'intensité non polarisé où Stokes I présente des différences appréciables. Cela est bien visible sur la figure 5.25 autour du doublet du sodium, dont les raies sont plus larges dans le cas de μ Cep que dans le cas de Bételgeuse et CE Tau, suggérant une forte absorption circumstellaire (et probablement interstellaire).

Le niveau de polarisation linéaire mesuré dans le spectre de Bételgeuse et celui de CE Tau est suffisamment élevé pour pourvoir observer directement de la polarisation dans des raies individuelles comme le doublet du sodium. La situation est encore plus extrême dans le cas de μ Cep. La figure 5.26 montre le spectre polarisé linéairement de μ Cep autour du doublet du sodium. Comme dans le cas de Bételgeuse et de CE Tau, un

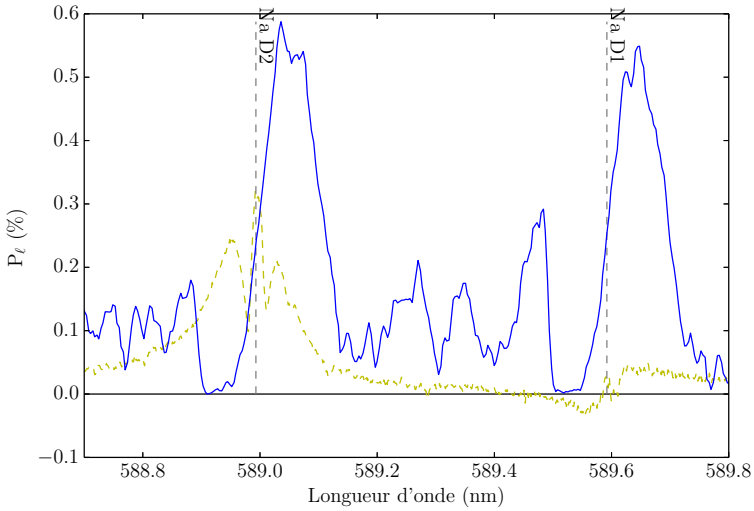


FIGURE 5.26 – Second spectre (spectre polarisé linéairement) de μ Cep présenté en terme du taux de polarisation linéaire. Le second spectre solaire est montré en tirets jaunes. Le spectre de μ Cep est corrigé de la vitesse radiale.

signal intense est mesuré pour les deux raies. Les signaux mesurés pour chaque raie ont la particularité d'être d'amplitudes équivalentes et ils présentent une forme en double pics (cette forme sera discutée plus bas en section 5.10.2). J'en viens donc à la même conclusion que précédemment pour CE Tau : la dépolarisation du continu domine le spectre polarisé linéairement de μ Cep.

Cette dépolarisation s'observe également dans le cas des raies métalliques de FeI (558.7 nm), NiI (558.8nm) et CaI (558.9 nm) présentées en figure 5.27.

Des observations interférométriques similaires à celles de Montargès *et al.* (2015) pour Bételgeuse et à celles que nous avons obtenues pour CE Tau n'existent pas pour μ Cep. Les reconstructions de taches que j'ai réalisées à partir du modèle analytique peuvent être

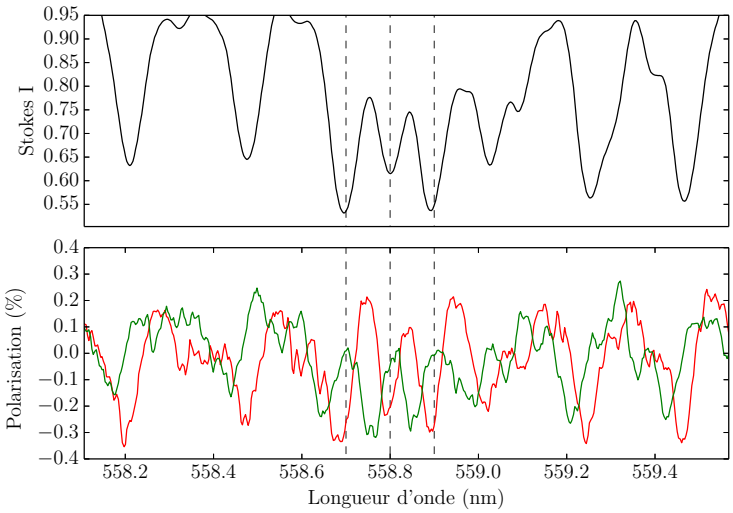


FIGURE 5.27 – Dépolarisation du continu à l'origine du second spectre de μ Cep. Une région du second spectre autour des raies FeI (558.7 nm), NiI (558.8nm) et CaI (558.9 nm) est montrée. **Panneau du haut.** Spectre non polarisé. **Panneau du bas.** Spectre polarisé linéairement (Stokes Q rouge, Stokes U vert).

vues comme des prédictions en vue de futures observations de l'étoile avec des instruments interférométriques (qui permettront notamment de lever l'ambiguïté sur l'azimut). Les reconstructions sont présentées sur la figure 5.28.

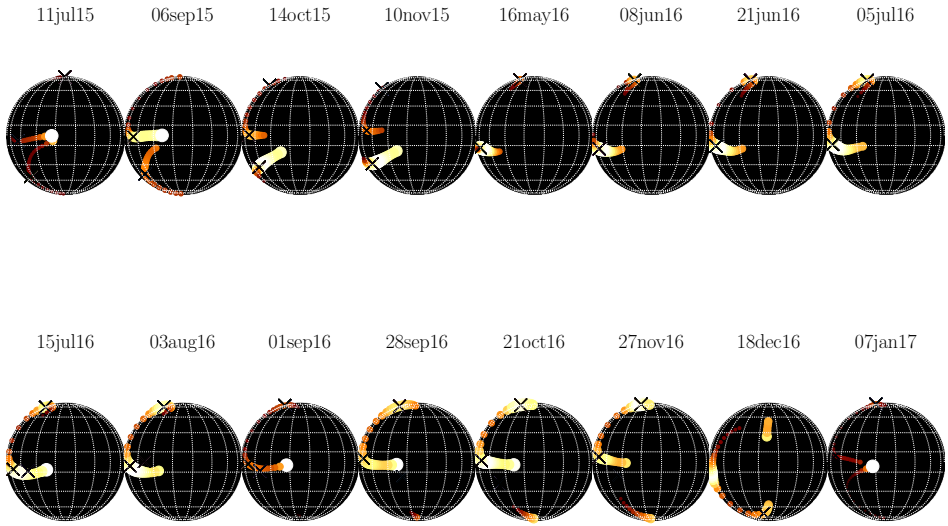


FIGURE 5.28 – Reconstruction de taches à la surface de l'étoile μ Cep. Même légende que sur la figure 5.18.

Du 11 juillet 2015 jusqu'au 10 novembre 2015 deux taches semblent émerger et se rapprocher du limbe, toutefois dans des direction opposées. Du 16 mai 2016 au 28 septembre 2016, après une interruption des observations de 6 mois, une tache apparaît sur la moitié du disque. A partir du 28 septembre 2016, une deuxième structure apparaît sur le bord bas du disque. Cette structure va évoluer puis se mélanger à la tache déjà présente depuis le 16 mai, pour revenir, le 7 janvier 2017, dans une configuration similaire au 11 juillet 2015.

Par ailleurs, pour μ Cep, l'amplitude du signal (plus grande que pour la polarisation de la raie D2 dans le second spectre solaire) a permis de suivre l'évolution du signal dans le doublet du sodium au cours du temps et de s'intéresser à la forme particulière du profil de polarisation de ces raies (qui est la même pour CE Tau et Bételgeuse, voir section 5.10) montré en figure 5.29.

Trois des supergéantes les plus étudiées et représentatives présentent un spectre polarisé linéairement dominé par la dépolarisation du continu. Cette dépolarisation dans les raies est observable du fait de la présence de structures brisant la symétrie du disque de chaque étoile. Dans les sections précédentes j'ai montré la relation entre la brillance de surface d'une étoile et les paramètres de Stokes observés. L'étude des profils LSD (Stokes Q et Stokes U) associés à chaque étoile a donc permis de reconstruire et suivre l'évolution de taches à la surface de ces étoiles, en bon accord avec les observations interférométriques quand elles existent.

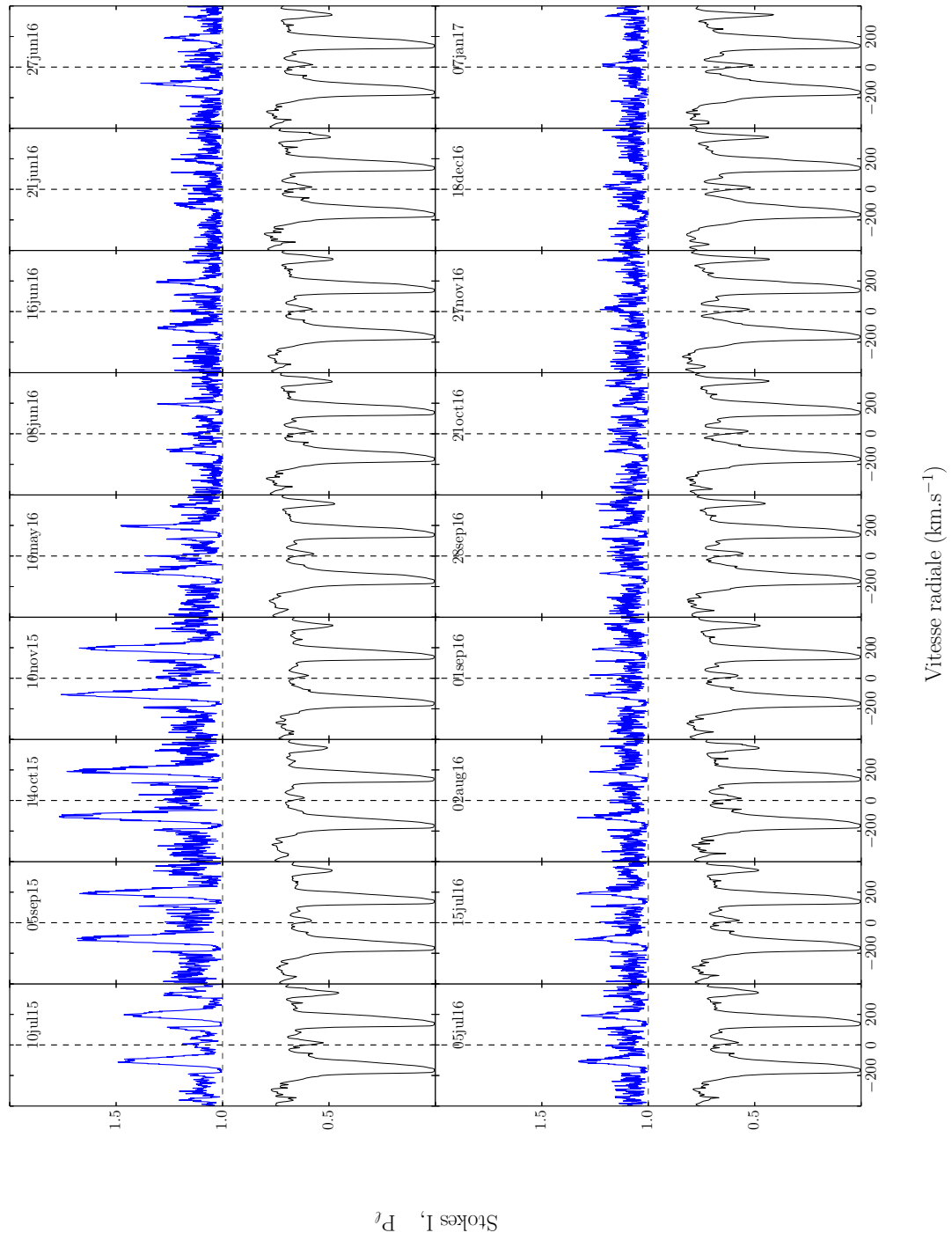


FIGURE 5.29 – Variation du signal de dépolarisation dans les raies du doublet du sodium. Sur chaque tableau, le taux de polarisation linéaire est montré en bleu et le spectre non polarisé en noir. L'amplitude du taux de polarisation a été ajustée afin d'être du même ordre de grandeur que le spectre non polarisé, mais l'amplitude relative entre les différents P_ℓ de chaque tableau est conservée. Les tirets, horizontaux et verticaux, donnent respectivement le zéro de la polarisation et la position du centre du doublet.

5.10 Importance relative des processus de polarisation et dépolarisation

Précédemment, j'ai donné l'origine du spectre polarisé linéairement (ou second spectre) des étoiles CE Tau et μ Cep. Cependant, deux questions majeures subsistent :

1. Pourquoi la polarisation intrinsèque de la raie D2 du doublet du sodium, qui est relativement forte dans le cas solaire, n'est plus visible dans le cas des supergéantes rouges ?
2. Comment expliquer la forme particulière du second spectre de chaque raie du doublet, montrant deux pics, chacun d'amplitudes différentes ?

La figure 5.26, qui montre le second spectre de μ Cep autour du doublet du sodium, illustre parfaitement les deux problématiques précédentes. Un niveau de polarisation équivalent dans les raies D1 et D2 implique que nous observons majoritairement de la dépolarisation du continu (section 5.7). Pour comprendre pourquoi la dépolarisation semble dominer il faut revenir sur le mécanisme à l'origine de la forte polarisation intrinsèque de la raie D2 du sodium.

5.10.1 Interférences d'états J

Une quantité donnant la capacité d'une transition atomique (ou moléculaire) à montrer de la polarisation intrinsèque est le facteur W_2 donné par : [11]

$$W_2(J_u, J_\ell) = \frac{\left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 2 \\ J_u & J_u & J_\ell \end{array} \right\}^2}{\left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 0 \\ J_u & J_u & J_\ell \end{array} \right\}^2} \tag{5.23}$$

Ce facteur ne dépend que des moments cinétiques totaux de la transition en jeu [12], et donne la *polarisabilité* de cette transition (l'efficacité à émettre des photons polarisés lors de la formation de la raie). Si on considère un atome de sodium à trois niveaux avec un niveau inférieur $J_\ell = 1/2$, commun aux deux raies, et deux niveaux supérieurs $J_u = 3/2$ et $J'_u = 1/2$ alors les raies D2 et D1 résultent respectivement des transitions $J_\ell - J_u$ et $J_\ell - J'_u$. Dans ce cas là, $W_2(1/2, 1/2) = 0$ (transition D1) et $W_2(3/2, 1/2) = 0.5$ (transition D2). Ainsi, dans cette représentation à trois niveaux du sodium, la raie D1 ne peut pas montrer de la polarisation intrinsèque. En effet, pour un atome multi-niveau, chaque transition est indépendante et seules les interférences quantiques (essence de la polarisation de résonance) entre les niveaux J d'une même transition sont autorisés (dont le cas d'école est donné par la raie de strontium à 460.7 nm qui sera discuté dans le chapitre suivant). Par ailleurs, le facteur donnant la polarisabilité du niveau $J_\ell = 1/2$ de la raie D2, $W_2(1/2, 3/2)$ est nul montrant que la polarisation du niveau inférieur de la transition D2 peut être négligé (en d'autres termes, il n y a pas d'absorption de polarisation ou dichroïsme). Afin de pouvoir modéliser la (faible) polarisation intrinsèque dans les ailes de la raie D1, il est nécessaire de considérer une structure atomique plus complète du sodium.
En considérant un atome de sodium, à deux termes (toutefois sans structure hyperfine) les raies D2 ($J_u = 3/2, J_\ell = 1/2$) et D1 ($J'_u = 1/2, J_\ell = 1/2$) (niveaux de structure fine) appartiennent au multiplet $^2S - {}^2P$. Dans cette représentation, si $W_2(1/2, 1/2)$ est toujours nul, les interférences quantiques entre les deux niveaux supérieurs, J_u et J'_u, du terme supérieur ^2P, sont maintenant possibles (*interférences d'états J*) et introduisent un degré de polarisation non nul dans le cœur de la raie D1 (Landi Degl'Innocenti & Landolfi

11. Voir Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004) équation 10.17.
12. Les accolades représentent les symboles 6j de Wigner, qui sont des coefficients analytiques qui ne dépendent que des moments cinétiques totaux des transitions.

2004). Le degré de polarisation Q/I de ce multiplet est donné par :

$$Q/I = \frac{\epsilon_Q^l}{\epsilon_I^l + \epsilon_I^c}, \tag{5.24}$$

avec ϵ_Q^ll'émissivité polarisée associée aux raies (terme de polarisation intrinsèque) et $\epsilon_I^l, \epsilon_I^c$ les émissivités non polarisées des raies et du continu respectivement. L'expression des émissivité ϵ_Q^l et ϵ_I^l est donnée en annexe C.1. Dans la figure 5.30, j'ai calculé le degré de polarisation (en utilisant les coefficients de l'annexe C.1) attendu pour le doublet du sodium en prenant en compte les interférences décrites plus haut, pour une anisotropie du rayonnement et un niveau du continu non polarisé typiques du cas solaire. Je n'ai pas cherché à ajuster les paramètres du modèle afin de modéliser parfaitement le cas solaire (du moins, son enveloppe).

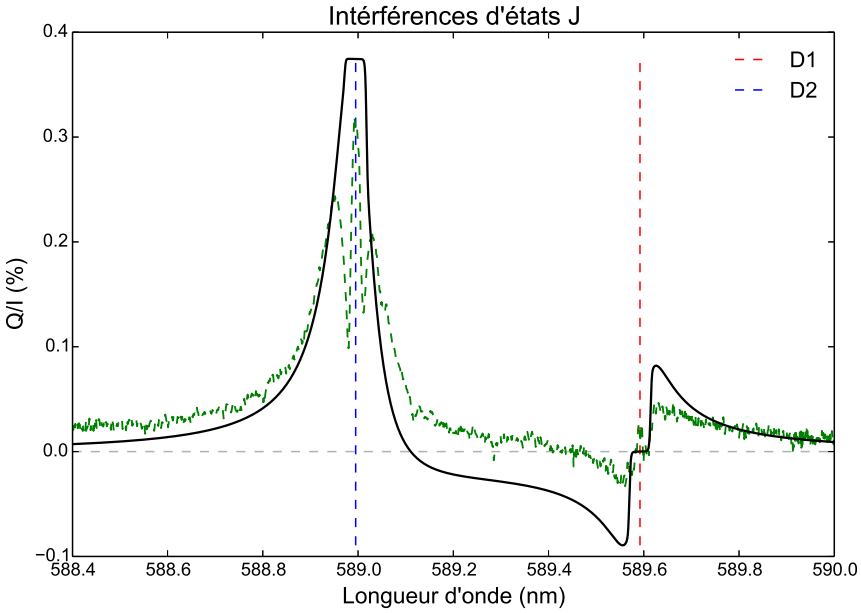


FIGURE 5.30 – Polarisation de résonance calculée pour un atome de sodium à deux termes, en présence d'un continu non polarisé dans des conditions solaire. La polarisation des raies D2 ($J_u = 3/2, J_\ell = 1/2$) et D1 ($J'_u = 1/2, J_\ell = 1/2$), appartenant au multiplet $^2S - {}^2P$, est calculée en prenant l'anisotropie du rayonnement $A = 0.01$, et l'émissivité du continu $\epsilon_I^c = \epsilon_I^l(max) \times 1e^{-5}$. Le second spectre solaire autour des mêmes raies est montré en vert.

Bien que ce modèle simple d'un atome de sodium à deux termes ne permette pas de reproduire la structure complexe du doublet du sodium observé dans le cas solaire[13], il contient suffisamment de physique pour considérer le cas de la question (1). Il y a deux mécanismes capables de modifier le signal de la figure 5.30 :

1. le niveau du continu
2. le niveau de polarisation du continu

La présence d'un continu non polarisé a pour principal effet de « déconnecter » les niveaux supérieurs J_u et J'_u de la raie D2 et D1, masquant ainsi les effets d'interférences d'états J (Belluzzi & Trujillo Bueno 2011). Ainsi, lorsque ϵ_I^c domine le dénominateur de l'équation

13. En effet, il est nécessaire de tenir compte des effets de redistribution partielle des photons pour reproduire les émissions polarisées dans les ailes de la raie D2 (Holzreuter *et al.* 2005) . Les effets dus à la structure hyperfine du sodium ainsi que l'effet Hanle agissent quant à eux majoritairement sur l'amplitude du pic central (Belluzzi *et al.* 2015)

5.24, on se retrouve dans le cas d'un atome à deux niveaux, où seule la raie D2 présente une polarisation intrinsèque.
L'influence de la polarisation du continu dans le profil émergeant de la figure 5.30 n'a jamais été considéré dans le cas solaire, car dans ce cas, au niveau du doublet du sodium, le degré de polarisation (du continu) est très inférieur à la polarisation intrinsèque de la raie (voir figure 5.2 pour la polarisation du continu solaire). Dans le cas des supergéantes rouges, j'ai montré que le niveau de polarisation du continu est plus élevé que dans le cas solaire, même aux longueurs d'ondes du doublet du sodium. Par ailleurs, comme je l'ai déjà mentionné sur la figure 5.26, le niveau de dépolarisation observé sur μ Cep dans les raies D1 et D2 est supérieur au niveau de polarisation intrinsèque de la raie D2 mesuré dans le second spectre solaire, impliquant donc un niveau de polarisation du continu au moins équivalent à la polarisation intrinsèque de la raie.
Je me suis donc intéressé à l'influence d'un continu polarisé sur la polarisation du doublet du sodium. Pour tenir compte d'un continu polarisé j'ai rajouté le terme ϵ_Q^c, l'émissivité polarisée du continu, au numérateur de l'équation 5.24 qui devient donc (en posant $\epsilon_T = \epsilon_I^l + \epsilon_I^c$) :

$$Q/I = \frac{\epsilon_Q^l + \epsilon_Q^c}{\epsilon_T} \tag{5.25}$$

Grâce à l'équation précédente il est possible pour moi de montrer comment de la polarisation intrinsèque peut disparaître dans les spectres (polarisés) des étoiles RSG. En effet, quand ϵ_Q^c est négligeable devant ϵ_Q^l on se retrouve dans le cas solaire, montré en figure 5.30. Inversement, lorsque ϵ_Q^c domine le numérateur de l'équation 5.25, on se retrouve dans le cas de l'équation 5.15 : la dépolarisation du continu par les raies. Dans la figure 5.31, j'ai calculé le degré de polarisation dans le doublet du sodium en considérant différentes valeurs de la polarisation du continu ($p0 = \epsilon_Q^c/\epsilon_I^c$) dont, $p_0 = 0.01\,\%$ (cas solaire) et $p_0 = 1\,\%$ (cas d'une étoile RSG). Dans des configurations intermédiaires, ϵ_Q^c introduit un décalage vertical du profil de polarisation du doublet, et le modifie de la manière suivante :

— si $\epsilon_Q^c/\epsilon_T < \epsilon_Q^l/\epsilon_T$ alors on se retrouve dans le cas solaire et la polarisation du continu implique un décalage de la polarisation intrinsèque de la raie (traits bleus et noirs sur la figure 5.31)
— si $\epsilon_Q^c/\epsilon_T > \epsilon_Q^l/\epsilon_T$ le terme de dépolarisation (ϵ_Q^c/ϵ_T) domine, et la polarisation intrinsèque de la raie tend à imposer une limite inférieure sur le niveau du continu dépolarisé (traits rouge pour la raie D2 et violet et jaune pour la raie D1)
— si $\epsilon_Q^c/\epsilon_T \sim \epsilon_Q^l/\epsilon_T$ alors le niveau de polarisation intrinsèque de la raie est confondu avec le niveau de polarisation du continu, la dépolarisation n'apparaît pas et le profil total s'aplatit (trait violet pour la raie D2)

Ce modèle montre que le niveau de dépolarisation minimal atteignable dans la raie D2, est imposé par son niveau de polarisation intrinsèque et donc qu'on observera plutôt une dépolarisation dans D1 supérieure à celle de D2 (le niveau de polarisation intrinsèque de D1 pouvant être négligé). Pour autant, sur la figure 5.26 et la figure 5.29 on remarque que le niveau de dépolarisation dans la raie D2 est similaire à celui de D1 (même comportement pour chacun des pics des deux raies). Pour pouvoir expliquer cela, il faut donc maintenant que je donne une explication à la structure en double pics de ce signal dépolarisé (question (2)).

5.10.2 Hauteur de formation du doublet du sodium

Dans les cas précédents, j'ai utilisé un modèle analytique paramétré par des valeurs typiques d'anisotropie et de polarisation du continu que l'on rencontre dans l'atmosphère du Soleil et des supergéantes rouges. Cependant, en général, les termes au numérateur et au dénominateur de l'équation 5.25 ne se forment pas à la même hauteur dans l'atmosphère et le profil de polarisation émergeant peut être différent dans le cas d'une modélisation

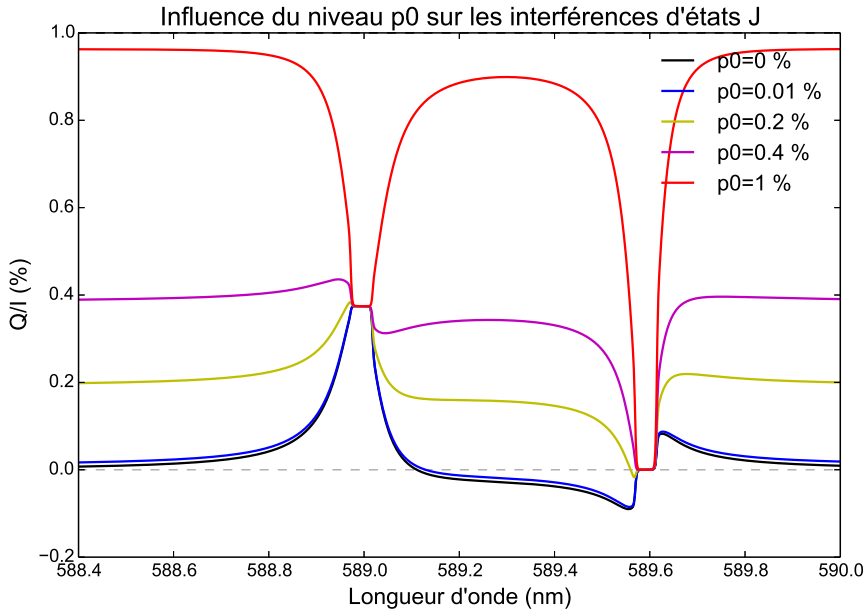


FIGURE 5.31 – Polarisation de résonance du doublet du sodium, calculée en considérant plusieurs niveaux de polarisation du continu. Même légende que sur la figure 5.30

plus réaliste. Ainsi, les deux pics observés pour chaque raie du doublet du sodium dans la figure 5.29 pourraient être imputés à la présence de (au moins) deux zones de formation pour le sodium dans l'atmosphère de μ Cep (aussi valable pour Bételgeuse et CE Tau) et donc de deux zones où les raies D du sodium dépolarisent le continu créant chacune un pic. J'ai calculé les fonctions de contributions du doublet du sodium pour un modèle photosphérique de supergéante rouge et pour deux modèles comprenant une chromosphère. Les fonctions de contributions permettent de localiser approximativement [14] les zones dans une atmosphère où se forme une raie. J'ai utilisé le formalisme de Albrow & Cottrell (1996) pour la fonction de contribution en terme de dépression du flux. Sur la figure 5.32 je donne pour comparaison la fonction de contribution de la raie D2 du sodium calculée dans le modèle d'atmosphère solaire FALC (Fontenla *et al.* 1993) qui inclut notamment une chromosphère. Dans le Soleil, le cœur de la raie D2 (et D1) se forme dans la chromosphère alors que les ailes se forment plus bas, au niveau de la photosphère (Bruls & Rutten 1992). Les deux modèles chromosphériques que j'ai utilisés pour calculer les fonctions de contribution sont donnés en figure 5.33. Ces fonctions sont données en figure 5.34. Pour le modèle de Harper 2001 (Harper *et al.* 2001), qui n'inclut pas de photosphère, j'ai couplé un modèle MARCS photosphérique. Les fonctions de contribution calculées dans les modèles chromosphériques montrent au moins toujours deux pics, impliquant deux zones de formation pour la raie D2, à la différence du modèle MARCS (photosphère). Par ailleurs, en regardant plus en détail les conditions de formation de la raie D2, en séparant la contribution du cœur et des ailes, je remarque que le cœur se forme beaucoup trop haut pour dépolariser le continu. Cela est montré sur la figure 5.35, où j'ai séparé les diverses contributions du cœur ($\Delta\lambda = 0$ nm) et des ailes ($\mid \Delta\lambda \mid \gtrsim 0.1$ nm). Dans mon interprétation, le signal observé dans les étoiles supergéantes rouges serait causé par la dépolarisation du continu par les ailes des raies du sodium (dont la zone de formation se recouvre avec la zone où le continu se polarise) au niveau de la photosphère et de la chromosphère. L'existence d'une chromosphère pour ces étoiles supergéantes est aujourd'hui toujours

14. Ici j'emploie cette expression, pour rappeler la définition ambiguë de ces fonctions, voir par exemple Magain (1986).

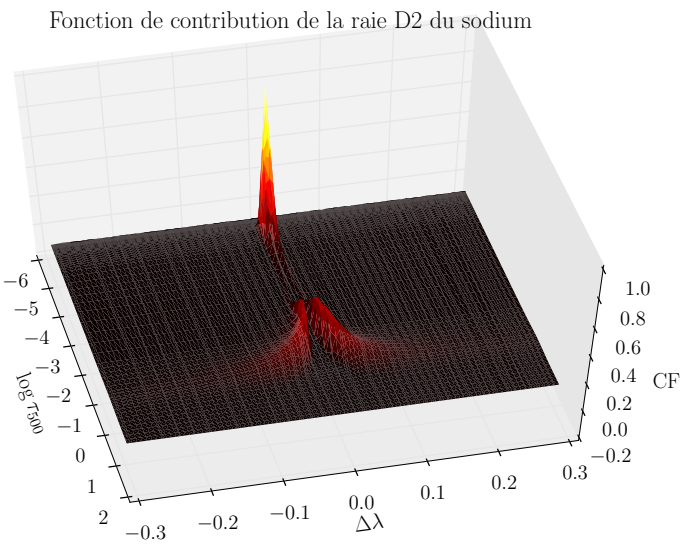


FIGURE 5.32 – Fonction de contribution de la raie D2 du sodium dans le modèle d'atmosphère FALC (Fontenla *et al.* 1993). La fonction de contribution 2D (CF) normalisée est montrée en fonction du décalage en longueur d'onde par rapport au centre de la raie ($\Delta\lambda$) et du logarithme de la profondeur optique de référence ($\log \tau_{500}$).

débattue. L'étude détaillée de la polarisation du doublet du sodium peut être présentée comme un nouveau moyen de contraindre l'existence d'une chromosphère pour ces étoiles. Ainsi, la différence d'amplitude entre les deux pics pourrait être due à des conditions différentes entre la photosphère et la chromosphère. Par ailleurs, au niveau de la zone de formation du cœur des raies de sodium, le continu n'est plus polarisé (la fonction de contribution est nulle) et on devrait donc observer une forte polarisation centrale.
Pour comprendre comment tous ces mécanismes (dépolarisation, hauteurs de formation, interférences d'états J) interagissent il est nécessaire de pousser la modélisation de 5.10.1 plus loin. Notamment, il faut prendre en compte la dépendance avec la profondeur de toutes les quantités apparaissant dans l'équation 5.24.

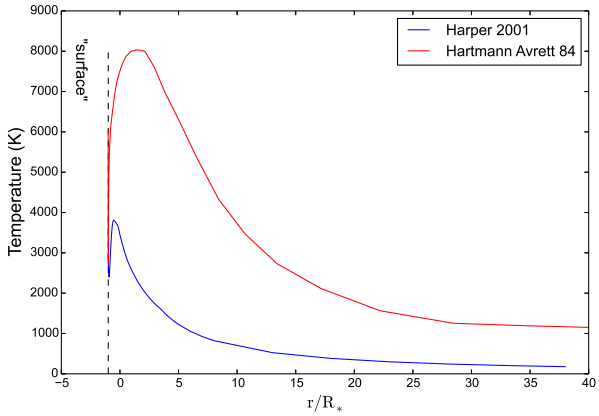
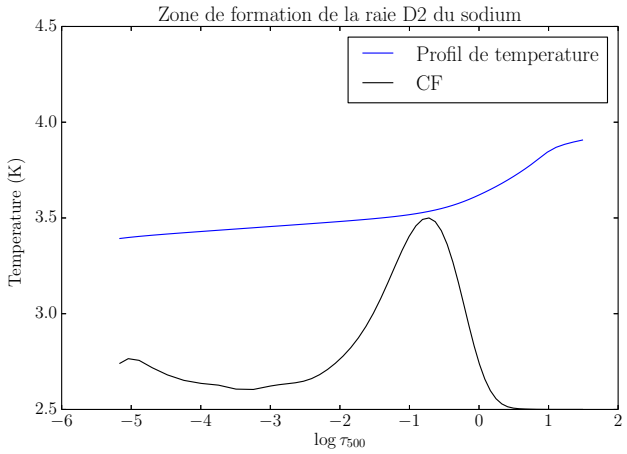
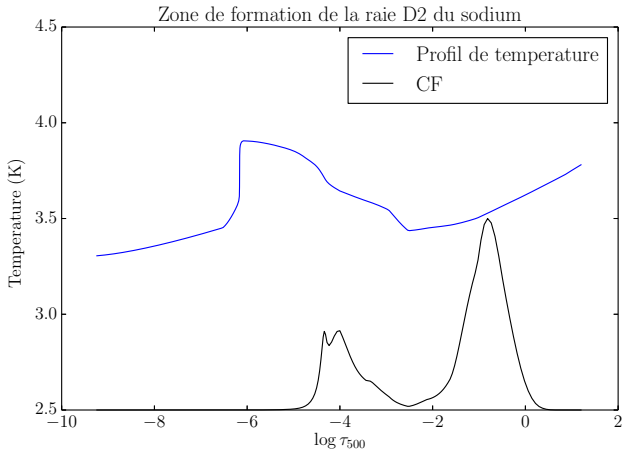


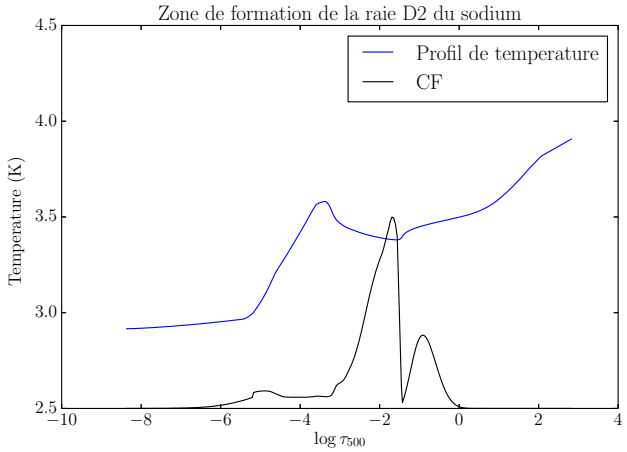
FIGURE 5.33 – Modèles de chromosphère de supergéantes rouges. Les distributions de température rouge (Hartmann & Avrett 1984) et bleue (Harper *et al.* 2001) sont données en fonction de la distance à la surface de l'étoile, comptée positivement loin de l'étoile. Le modèle rouge inclue une photosphère, à la différence du modèle bleu, qui commence à 1.005 R_*.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.34 – Fonctions de contribution de la raie D2 du sodium pour différents modèles d'atmosphère. sur chaque panneau, le trait bleu donne le profil de température du modèle en échelle log, en fonction du logarithme de la profondeur optique à 500 nm. Les fonctions de contribution (CF) sont normalisées. **(a)** modèle MARCS, **(b)** modèle Hartmann & Avrett (1984) et **(c)** modèle Harper *et al.* (2001).

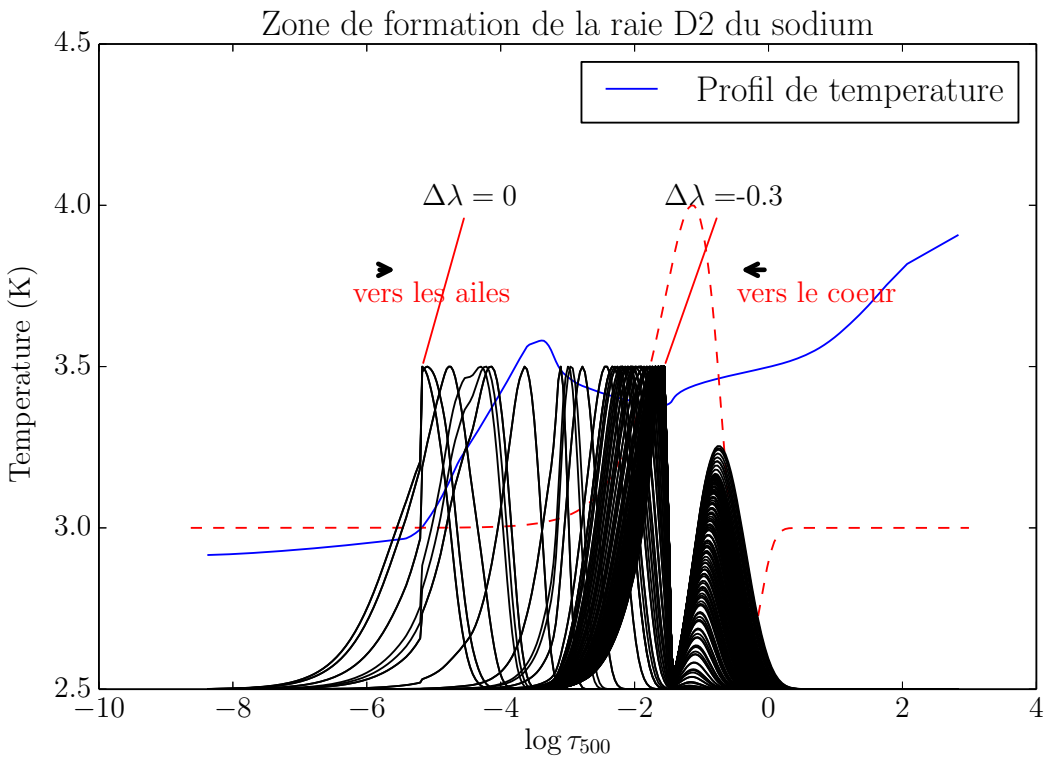


FIGURE 5.35 – Fonctions de contribution de la raie D2 du sodium dans le modèle d'Harper 2001 étendu avec une photosphère MARCS. Le trait bleu donne le profil de température du modèle, en logarithme de la température. Les traits pontillés représentent la fonction de contribution de la polarisation du continu (ici décalé de +3.0). Les traits noirs donnent les fonctions de contribution des différentes composantes de la raie : du cœur ($\Delta\lambda = 0$ nm) aux ailes ($\mid \Delta\lambda \mid \gtrsim 0.1$ nm) . Toutes ces grandeurs sont données en fonction du logarithme de la profondeur optique à 500 nm.

6

Pulsation - polarisation : le cas des étoiles variables pulsantes

Sommaire

6.1 Origine des signaux polarisés linéairement 110
6.2 Profils LSD : cas de la polarisation de résonance 113
6.3 Champs de vitesses et anisotropie du rayonnement 117

Les inhomogénéités présentent à la surface des étoiles supergéantes rouges brisent la symétrie du disque stellaire et nous laissent entrevoir une fraction de leur second spectre (ou leur spectre polarisé linéairement, d'origine non magnétique). Pour ces supergéantes, j'ai précisé la nature de ce second spectre, dominé par la dépolarisation du continu, dans le chapitre précédent. Les étoiles pulsantes de type RV Tauri et Mira présentent elles aussi un spectre polarisé linéairement relativement intense, par rapport au même spectre vu en polarisation circulaire. Pour ces étoiles, la polarisation intrinsèque des raies métalliques, négligée jusqu'à présent dans le cas des étoiles RSG, semble dominer. Dans ce chapitre, je passe en revue les différents mécanismes qui pourraient expliquer les observations de deux étoiles pulsantes ainsi que des pistes quant à l'origine de leur spectre polarisé linéairement. Je discute également aussi le bon facteur de pondération à utiliser dans l'analyse LSD pour ce type de polarisation.

6.1 Origine des signaux polarisés linéairement

Comme je l'ai mentionné dans le chapitre 1, section 1.2.2, les étoiles variables pulsantes de types RV Tauri et Mira présentent de l'émission polarisée linéairement associée à certaines raies métalliques dans leur spectre (Lèbre *et al.* 2015). Fabas *et al.* (2011) ont montré que l'émission polarisée linéairement dans les raies de Balmer de l'hydrogène, de *o* Ceti, est directement reliée au choc qui se propage de manière périodique dans l'atmosphère de cette étoile. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai étudié deux étoiles froides évoluées pulsantes : la Mira χ Cyg et la RV Tauri R Sct. L'étoile Mira χ Cyg présente également de l'émission polarisée linéairement (dans son second spectre) associée aux raies de Balmer, ainsi qu'à un certain nombre de raies métalliques qui présentent une polarisation intrinsèque notable dans le second spectre solaire.
Comme pour χ Cyg, on retrouve, pour l'étoile R Sct, de la polarisation linéaire associée à certaines raies métalliques (mais pas les raies de Balmer). Pour ces deux étoiles, dont les champs magnétiques de surface mesurés sont de l'ordre du gauss (voir chapitre 1 section 1.5), une origine Zeeman de la polarisation linéaire n'est pas envisageable. Tout comme pour les étoiles supergéantes rouges, l'observation d'un niveau significatif de polarisation linéaire (non magnétique), après intégration sur le disque stellaire, implique l'existence d'asymétries sur ce disque. Fabas *et al.* (2011) ont proposé que pour l'étoile *o* Cet, la symétrie du disque serait brisée par l'onde de choc qui se propage dans l'atmosphère de l'étoile et il en serait donc de même pour χ Cyg. Pour R Sct, j'envisage un scénario équivalent, car comme dans le cas des étoiles Mira, des ondes de chocs se propagent périodiquement dans l'atmosphère de cette étoile.
Les observations des étoiles χ Cyg et R Sct ont été acquises dans le cadre du LP (données en annexe A). Durant mon analyse spectrale de χ Cyg, je me suis aussi intéressé à une observation d'archive, datée du 04 septembre 2007, extraite de précédents programmes [1]. À cette date particulière, le spectre polarisé linéairement de χ Cyg montre des signaux associés aux raies métalliques, d'amplitudes bien plus importantes que toutes les observations du LP. Sur la figure 6.1, qui compare le profil de polarisation du doublet du sodium dans le cas de χ Cyg (pour la date du 04/09/2007) avec le second spectre solaire, on distingue une polarisation importante dans la raie D2 par rapport à la raie D1. Ce comportement, différent de celui présenté dans le cas des supergéantes rouges, fait écho au cas solaire. Par ailleurs, sur la figure 6.2 on peut apprécier la polarisation associée à la raie de titane neutre (à 451.12 nm, panneau a), marginalement polarisée dans le cas solaire, et à la raie de baryum neutre (à 553.55 nm, panneau b). Ces similitudes avec le cas solaire indiquent qu'à la différence des étoiles RSG, pour cette étoile Mira, nous observons majoritairement de la polarisation de résonance, intrinsèque aux raies.

Pour R Sct, suivie dans le LP, la date d'observation présentant le maximum de polarisation dans des raies est celle du 17 mars 2016. Pour cette date, j'ai identifié trois raies de titane neutre (TiI à 474.3 nm, TiI à 556.5 nm et TiI à 564.4 nm) en plus de la raie de strontium neutre (SrI à 460.7 nm, Lèbre *et al.* 2015; Tessore *et al.* 2015) montrant un signal relativement fort dans le spectre polarisé linéairement de l'étoile. Ces quatre raies sont connues dans le second spectre solaire pour montrer une polarisation de résonance intrinsèque élevée, et notamment la raie de strontium dont le facteur de polarisabilité $W_2 = 1$ (vu en chap. 5, eq. 5.23). Remarquablement les trois raies de titane sont toutes des raies interdites émanant d'une transition $J' = 4$ - $J = 4$. Les spectres de R Sct pour ces quatre raies sont montrés en figure 6.3 pour la raie de strontium et en figures 6.4, 6.5 et 6.6 pour les raies de titane. Je n'ai tracé que les dates auxquelles un signal net est décelable au niveau de ces raies.
Dans le cas de la raie de strontium, vue en absorption, sur la figure 6.3, la modification de l'intensité due au passage de l'onde de choc est visible. Les raies de titane, sont à certaines

1. Cette observation provient de la base de donnée POLAR BASE http://polarbase.irap.omp.eu/

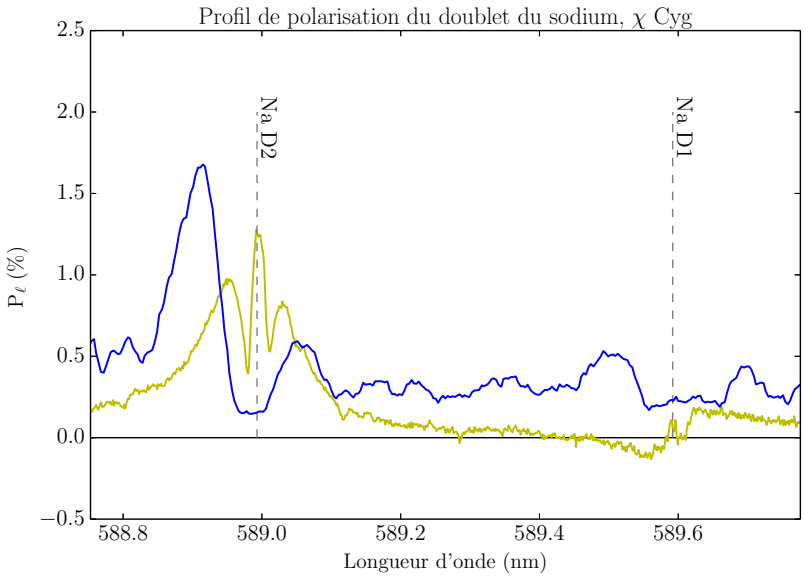
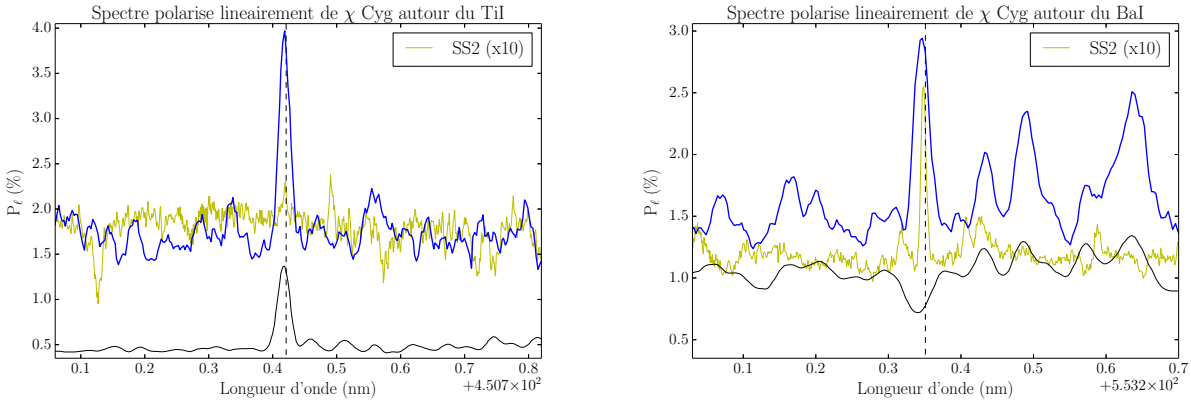


FIGURE 6.1 – Spectre polarisé linéairement de χ Cyg autour du doublet du sodium. Le taux de polarisation linéaire est montré en bleu corrigé de la vitesse radiale. Le niveau du zéro est donné par le trait horizontal noir et la position des deux raies par les traits pointillés gris. Le second spectre solaire est présenté en tirets jaunes pour comparaison.



(a) (b)

FIGURE 6.2 – Spectre polarisé linéairement de χ Cyg autour des raies de TiI (panneau a) et BaI (panneau b). Le taux de polarisation linéaire est montré en bleu. Les traits horizontaux pointillés noirs donnent la position de chaque raie dans le second spectre solaire. Le second spectre solaire est montré jaune avec un facteur multiplicatif de 10. La raie du titane est vue en émission. Chaque spectre est corrigé de la vitesse radiale.

phases vues en émission (par exemple à la phase ~ 0.5 et ~ 0.3). Ce passage en émission des raies de titane est provoqué par l'augmentation de la température dans la zone de formation de ces raies, elle même imputable au passage de l'onde de choc.

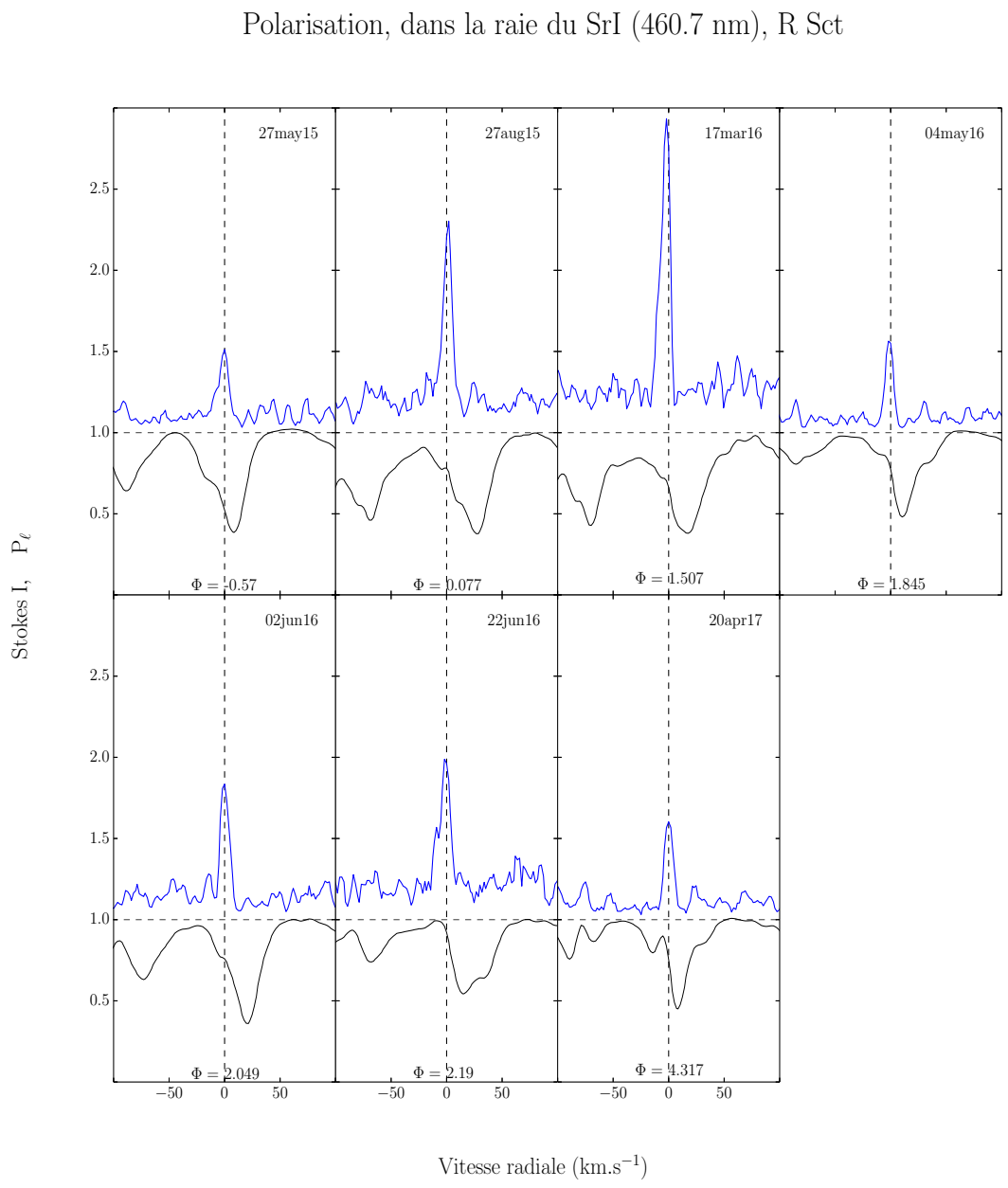


FIGURE 6.3 – Spectre polarisé linéairement de R Sct autour de la raie de strontium neutre à 460.7 nm. Sur chaque panneau, le spectre polarisé linéairement (P_ℓ en bleu) et le spectre non polarisé (Stokes I en noir) sont tracés. Le P_ℓ a été ajusté de manière à être à la même échelle que le spectre non polarisé (multiplié par 50 et décalé de 1 vers le haut). Les traits pointillés noirs marquent la position du centre du P_ℓ, indiquant la position théorique de la raie. La phase d'observation Φ est indiquée pour chaque date au bas de chaque panneau.

Ainsi, comme dans le cas de χ Cyg, le spectre polarisé linéairement de R Sct semble être dominé par la polarisation intrinsèque des raies. Toutefois, comme montré par la figure 6.7 il faut préciser qu'il n'y a pas de polarisation dans le doublet du sodium pour R Sct. Ce dernier point, fortement relié à la dynamique de l'atmosphère et à la (ou aux) zone(s) de formation des raies du sodium dans l'étoile, méritera une étude plus approfondie (tout comme cela sera fait dans le cas des étoiles supergéantes rouges, chapitre 5 section 5.10.2).

6.2 Profils LSD : cas de la polarisation de résonance

Comme je l'ai déjà introduit dans mon analyse du doublet du sodium, dans le cas des supergéantes rouges en chapitre 5 section 5.10, la « polarisabilité » d'un atome à deux niveaux est donnée par le facteur W_2 (voir chap. 5 eq. 5.23). Du point de vue des hypothèses de la méthode LSD, ce facteur peut être perçu comme l'équivalent pour la polarisation de résonance du facteur de Landé effectif pour la polarisation Zeeman. Ainsi, pour une transition ne pouvant montrer de la polarisation intrinsèque ce facteur vaut 0, comme le facteur de Landé effectif d'une transition non sensible au champ magnétique serait 0. De ce fait, comme on observe majoritairement de la polarisation intrinsèque (de résonance)

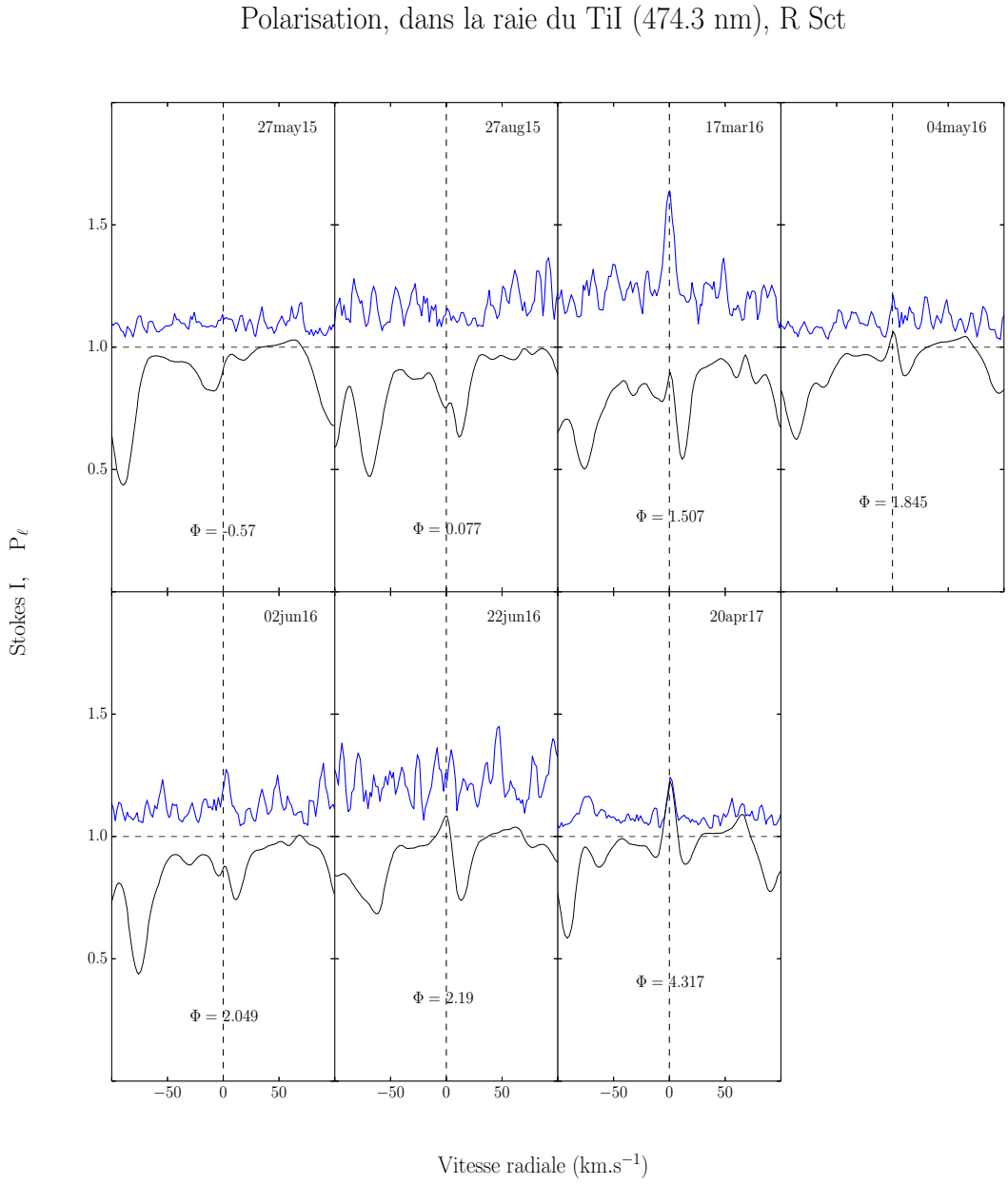


FIGURE 6.4 – Spectre polarisé linéairement de R Sct autour de la raie de titane neutre à 474.3 nm. Mêmes légendes que sur la figure 6.3. À certaines phases d'observations, la raie de titane passe en émission, à cause de l'augmentation de température provoquée par le passage de l'onde.

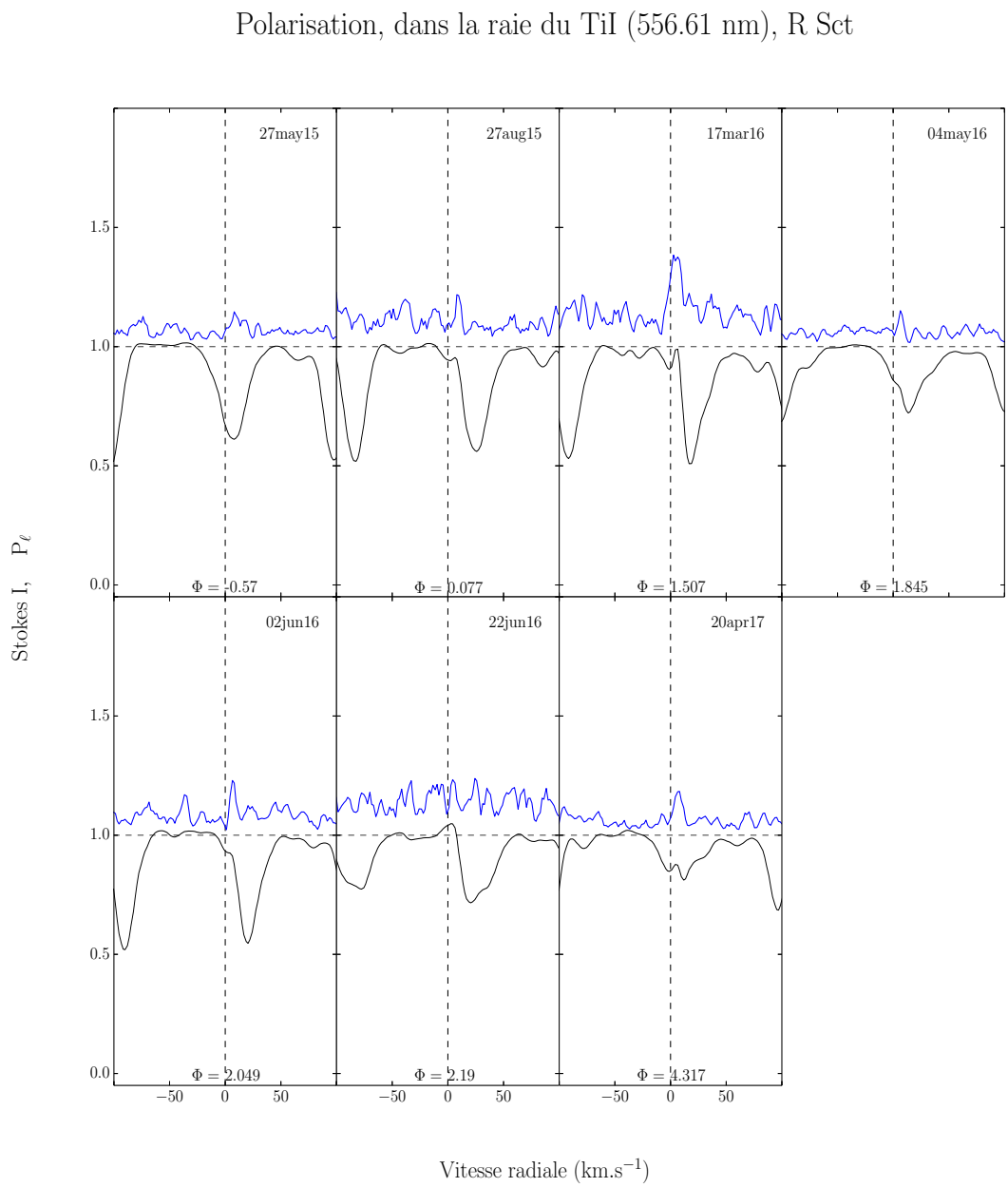


FIGURE 6.5 – Spectre polarisé linéairement de R Sct autour de la raie de titane neutre à 556.6 nm. Mêmes légendes que sur la figure 6.3.

dans les étoiles χ Cyg et R Sct, j'ai utilisé le facteur $\omega_{QU} = W_2$ comme poids (chap 3. eq 3.7) pour chaque raie dans mon analyse LSD.
La table 6.1 donne pour les raies présentées dans le cas de χ Cyg et R Sct, la valeur du facteur de polarisabilité W_2.
Le masque atomique utilisé pour l'analyse de χ Cyg a été calculé à partir d'un modèle d'atmosphère MARCS de paramètres $T_{\rm eff} = 3500$ K et $log\ g = 0.5$ et celui utilisé pour l'analyse de R Sct à été lui calculé à partir d'un modèle d'atmosphère MARCS de paramètres $T_{\rm eff} = 4500$ K et $log\ g = 0.5$.

Pour les deux masques (environ 19 000 raies chacun), les raies moins profondes que 0.2 (par rapport au continu non polarisé) ainsi que les raies qui ne respectent pas les hypothèses de la méthode LSD (par exemple Hα, raies D du NaI, voir chapitre 2, section 2.4.3) ne sont pas conservées dans le masque.
À la différence des étoiles RSG, les profils de raie moyens des étoiles pulsantes comme χ Cyg et R Sct subissent des changements morphologiques importants, au cours d'une période de pulsation (c'est le mécanisme de Schwarzschild discuté au chapitre 1, section 1.2.2 figure 1.8). Ainsi, pour ces étoiles, j'ai choisi de montrer les profils LSD Stokes I dans des figures séparées afin de mieux apprécier les différentes étapes du mécanisme de Schwarzschild en fonction de la phase. Les profils LSD Stokes I puis Stokes Q et Stokes U sont montrés en figures 6.8 et 6.9 pour χ Cyg et en figures 6.10 et 6.11 pour R Sct. Comme dans le cas des profils LSD (Stokes Q et Stokes U) des supergéantes rouges,

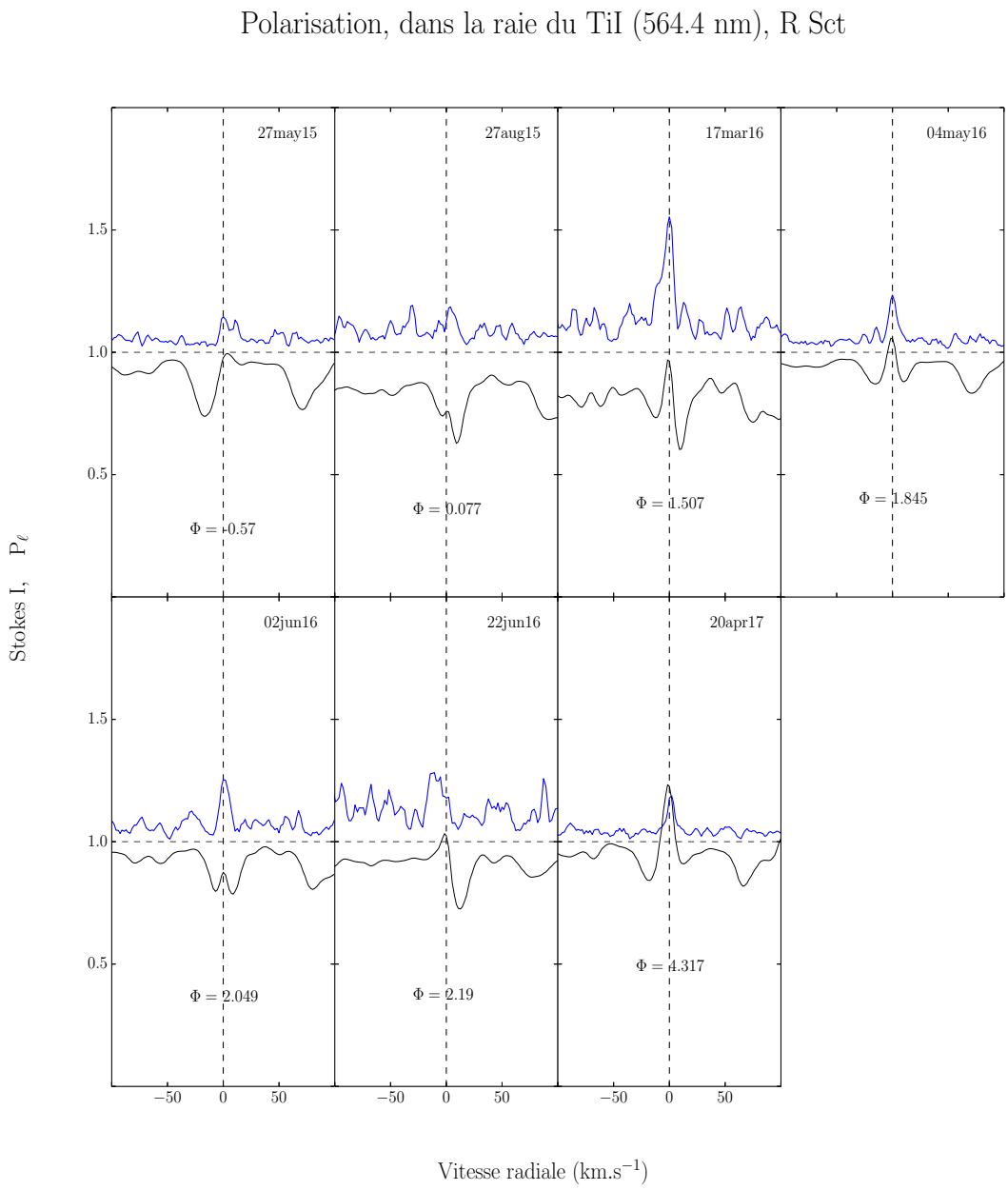


FIGURE 6.6 – Spectre polarisé linéairement de R Sct autour de la raie de titane neutre à 564.4 nm. Mêmes légendes que sur la figure 6.3.

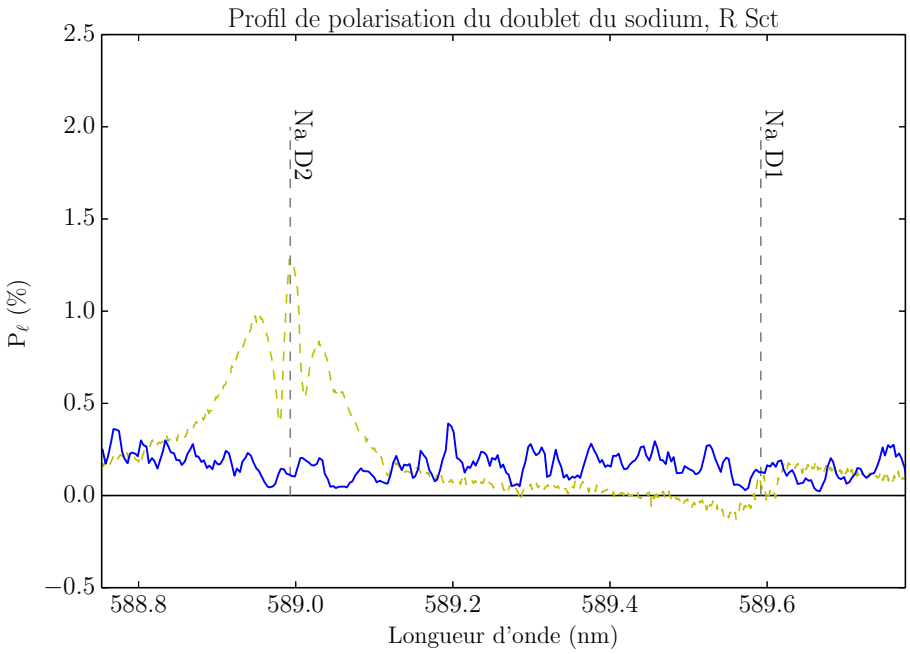


FIGURE 6.7 – Spectre polarisé linéairement de R Sct autour du doublet du sodium. Le taux de polarisation linéaire est montré en bleu corrigé de la vitesse radiale. Le niveau du zéro est donné par le trait horizontal noir et la position des deux raies par les traits pointillés gris. Le second spectre solaire est donné en tirets jaunes.

Désignation	λ_0 (nm)	$J_u - J_\ell$	W_2
NaI D1	589.592	1/2 - 1/2	0.0
NaI D2	588.995	3/2 - 1/2	0.5
TiI	451.12	5 - 4	0.2
BaI	553.55	6 - 6	0.3
SrI	460.733	1 - 0	1.0
TiI	474.279	4 - 4	0.4
TiI	556.547	4 - 4	0.4
TiI	564.413	4 - 4	0.4

TABLE 6.1 – Facteur de polarisabilité des raies étudiées dans le cas de la polarisation de résonance des étoiles pulsantes R Sct et χ Cyg. Les positions des raies (λ_0) ainsi que les transitions sont tirées de la base de spectres atomiques *NIST* (https://www.nist.gov/).

présentés précédemment, le *null* est toujours plat, au niveau du bruit et n'est donc pas montré.
Sur chacune de ces figures, la phase Φ d'observation est donnée. Cette phase est calculée en fonction du jour julien (retranché de 2400000.5 jours, jd) selon :

$$\Phi = \frac{jd - \Phi_0}{P} \tag{6.1}$$

pour une période $P = 408$ jours et une origine $\Phi_0 = 56420$ pour χ Cyg et une période de $P = 142$ jours et une origine $\Phi_0 = 57214$ dans le cas de R Sct, conformément aux figures 1.6 et 1.7 du chapitre 1 (section 1.2.2).

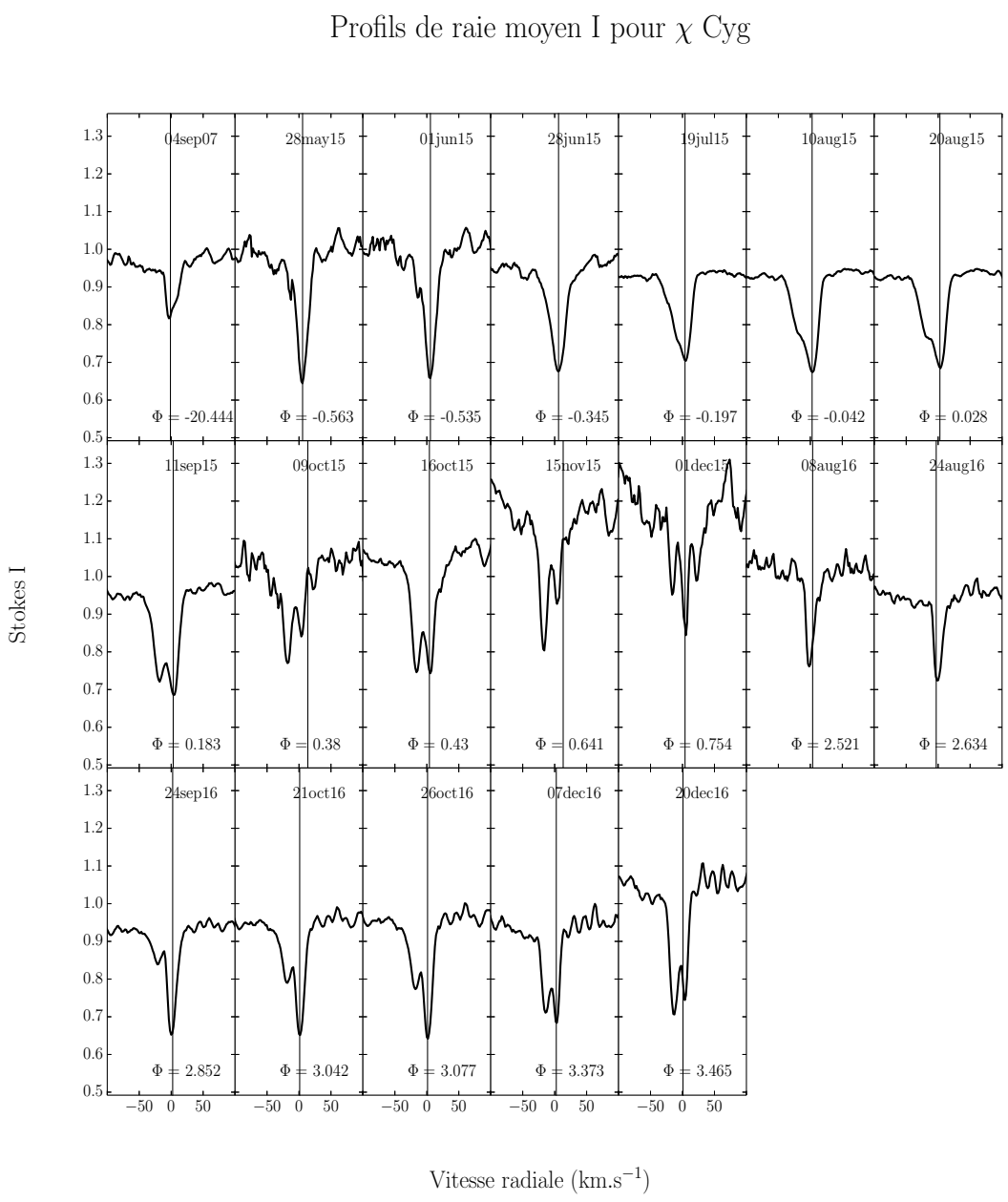


FIGURE 6.8 – Profils de raies moyens (Stokes I) de l'étoile χ Cyg. Sur chaque panneau le Stokes I de chaque date est montré en trait noir épais. Le trait noir fin vertical marque la position du barycentre de Stokes I. La phase Φ de l'étoile est donnée dans la partie inférieure de chaque panneau.

6.3 Champs de vitesses et anisotropie du rayonnement

Comme je l'ai expliqué dans le chapitre 5, l'anisotropie du rayonnement est majoritairement due à la variation centre bord de l'intensité (assombrissement centre-bord) elle même sensible au gradient de la fonction source dans l'atmosphère. Carlin *et al.* (2012) ont montré que les gradients de vitesse, rencontrés dans l'atmosphère solaire, amplifient de manière significative l'anisotropie du rayonnement et impliquent donc un degré de polarisation, mesuré dans les raies, amplifié par rapport au cas statique. Considérons un nuage se déplaçant à la vitesse V_z par rapport à une photosphère statique. Plus le nuage se déplace à grande vitesse (V_z augmente), plus la raie qui se forme dans ce nuage, à la

fréquence $\nu_0 = \nu(1 - V_z\mu/c)$, « voit » un rayonnement provenant du continu au niveau de la photosphère, à la différence du cas statique où la raie qui se forme dans le nuage « voit » un rayonnement qui provient de la fréquence ν_0. Cet effet est maximal au moment où $V_z = 2wc/\nu_0$ (avec w la largeur de la raie et c la vitesse de la lumière). Lorsque la vitesse V_z du nuage devient plus grande que la largeur de la raie, l'effet d'amplification n'existe plus et son retrouve dans un cas équivalent au cas statique. Ainsi, pour des V_z/w très grands, la valeur de l'anisotropie tend vers sa valeur en absence de gradients de vitesse (c'est à dire sa valeur calculée en fonction de l'assombrissement centre bord). Ainsi, si on observe de la polarisation intrinsèque visible dans les raies spectrales (dont le facteur de

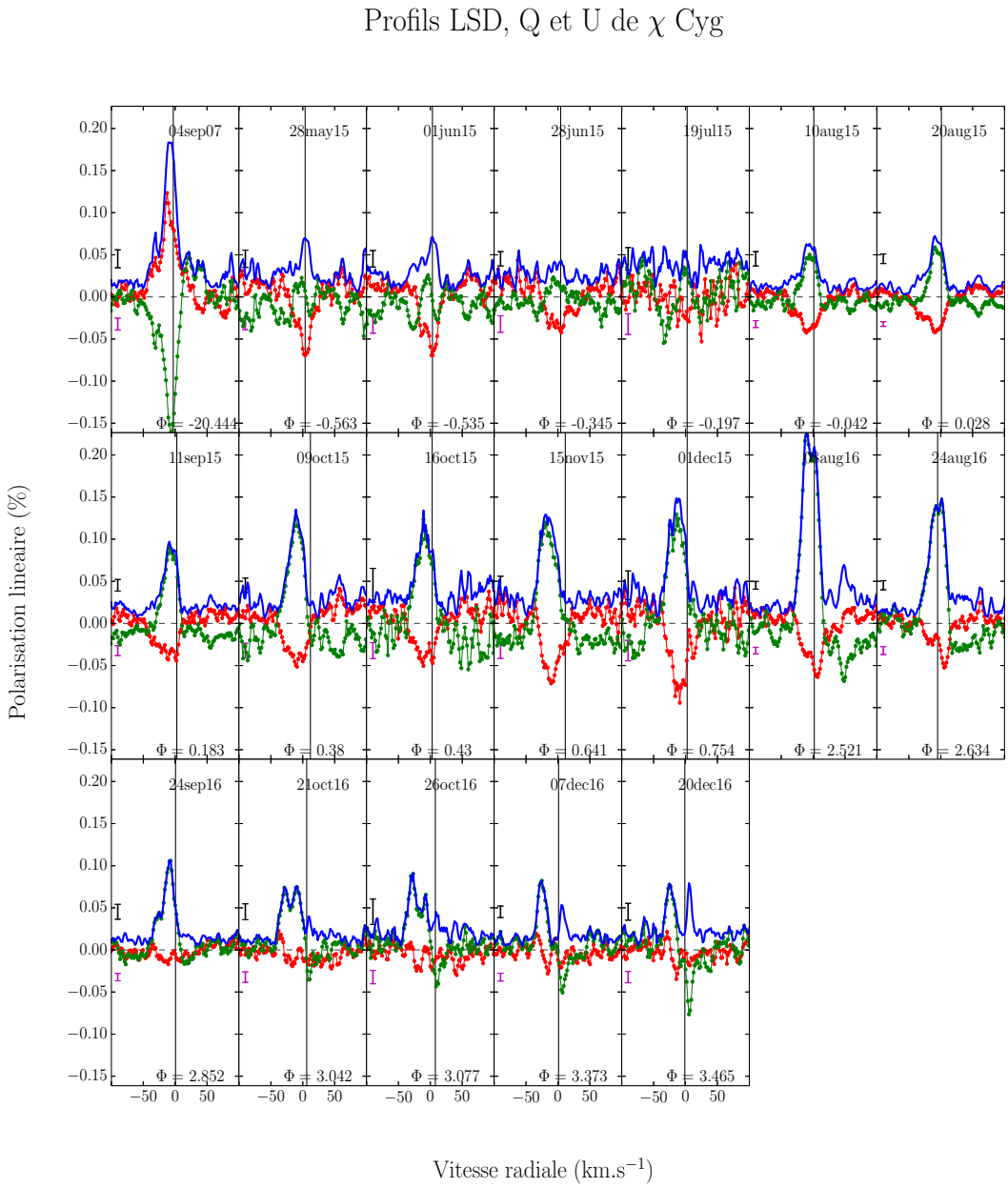


FIGURE 6.9 – Profils LSD Stokes Q et Stokes U de l'étoile χ Cyg. Sur chaque panneau (aux mêmes dates que les profils de la figure 6.8) Stokes Q (rouge), Stokes U (vert) et P_ℓ (bleu) sont montrés. Le trait noir vertical donne la position du barycentre de la raie (voir fig. 6.8). Le petit segment noir et le petit segment mauve donnent respectivement le niveau 1σ moyen dans les profils Stokes Q et Stokes U et dans le *null*.

polarisabilité est différent de 0, comme les précédentes raies de titane, la raie de strontium etc..) de R Sct et χ Cyg cela peut être attribué à deux mécanismes :

1. un mécanisme brisant la symétrie du disque, comme dans le cas des étoiles RSG
2. un mécanisme d'amplification de la polarisation par les champs de vitesse

Ce dernier mécanisme, potentiellement relié au premier (si l'onde de choc est à l'origine de la brisure de symétrie du disque stellaire, elle entraîne aussi une modification du champ de vitesse) explique pourquoi pour ces étoiles on observe un nombre restreint de raies seulement, montrant un signal net : seules les raies avec la polarisation intrinsèque la plus importante subsistent après intégration sur le disque. De plus, pour les étoiles de la branche asymptotique des géantes, observées dans le cadre du LP (chapitre 3, et Annexe A), dont l'atmosphère ne pulse pas (de manière analogue aux étoiles Mira et RV Tau) on ne détecte pas de polarisation linéaire. Cela ne veut pas dire qu'il n'y pas de spectre

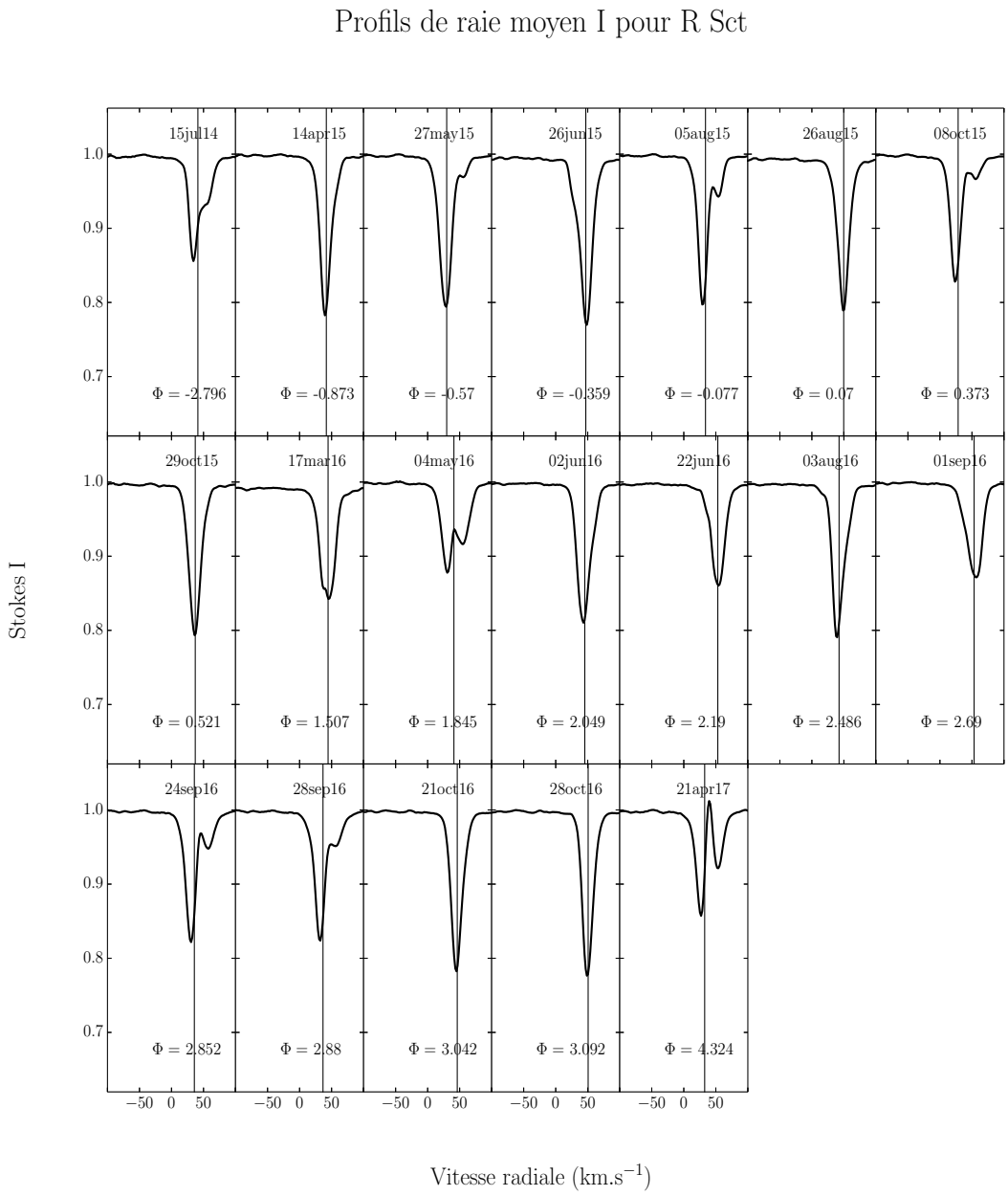


FIGURE 6.10 – Profils de raies moyens (Stokes I) de l'étoile R Sct. Mêmes légendes que sur la figure 6.8.

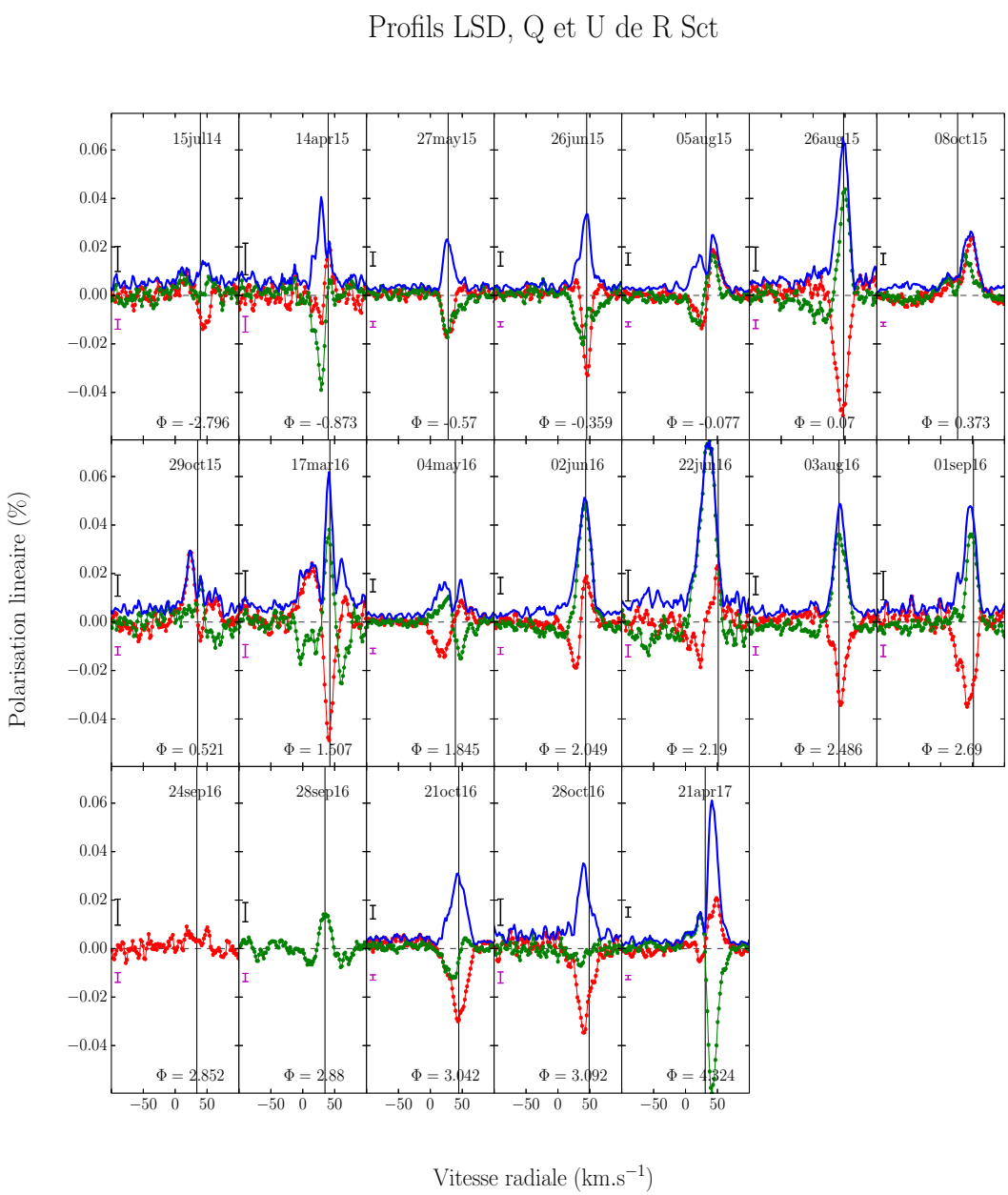


FIGURE 6.11 – Profils LSD Stokes Q et Stokes U de l'étoile R Sct. Mêmes légendes que sur la figure 6.9. Pour les dates du 24 et 28 septembre 2016, un seul des paramètres de Stokes a été observé et le P_ℓ n'est donc pas tracé.

polarisé linéairement pour ces étoiles, mais simplement qu'en absence d'un mécanisme brisant la symétrie du disque le niveau de polarisation observable – intégré sur le disque – est trop faible pour être mesuré. La polarisation de résonance des raies métalliques dans des atmosphères d'étoiles pulsantes offre une nouvelle voie à l'étude de la dynamique de ces objets.

Conclusions et perspectives

Enfin le terme arrive... il court, il vole, il tombe, Et se relève roi !

Victor Hugo.

Champs magnétiques des étoiles supergéantes rouges

Le rôle joué par un champ magnétique de surface dans la perte de masse des étoiles supergéantes rouges reste aujourd'hui encore énigmatique. En effet, bien que les simulations hydrodynamiques montrent qu'un champ magnétique peut être généré au niveau des cellules de convection géantes, un champ de surface avait seulement été mesuré pour l'étoile Bételgeuse avant mon travail de thèse. J'ai mesuré un faible champ magnétique longitudinal, de l'ordre du gauss, à la surface des étoiles supergéantes rouges μ Cep, CE Tau et α Her. Ces trois détections s'ajoutent à la détection antérieure d'un champ à la surface de Bételgeuse. La détection d'un champ d'une telle amplitude nécessite l'utilisation de la méthode de déconvolution moindres-carrés (LSD) qui combine l'information contenue dans la dizaine de milliers de raies atomiques présentes dans le spectre des étoiles RSG afin d'obtenir une mesure de haute qualité.

Le spectre des étoiles froides, comme celui des étoiles RSG, contient un grand nombre de bandes d'absorption moléculaire notamment celles de la molécule de TiO. Une amélioration de la méthode LSD, adaptée aux étoiles froides, consiste à inclure ces bandes moléculaires dans le masque atomique utilisé dans l'analyse LSD. La difficulté d'une telle amélioration résidant essentiellement dans les paramètres de raies (position, force d'oscillateur, type du couplage, etc...) de la molécule de TiO (ou d'autres molécules) et les facteurs de Landé associés qui ne sont pas très bien connus.

J'ai aussi montré que le fort niveau de polarisation linéaire mesuré pour les étoiles RSG, pouvait être un problème dans la mesure de faibles champs magnétiques de surface, si ce niveau était deux ordres de grandeurs plus grand que le niveau de polarisation circulaire. Ce problème instrumental provient de la contamination du paramètre Stokes V par les paramètres Stokes Q et Stokes U ou *Diaphonie* (*cross-talk*), dont le niveau mesuré pour l'instrument NARVAL est de 3 %. Dans le cas de l'étoile μ Cep, deux jeux d'observations acquis avec des directions de référence du polarimètre orthogonales ont permis d'isoler la contribution de la diaphonie dans les observations et de mesurer un champ magnétique de l'ordre de 1 gauss à la surface de l'étoile. La suppression de cette diaphonie instrumentale peut se faire par la mesure de ces deux jeux d'observations, qui en retour, demande la réquisition de l'instrument pour toute une partie de la nuit. Il n'est donc pas envisageable d'effectuer ce genre de manipulation de manière récurrente. Une solution pérenne au problème serait de remplacer les éléments d'optiques responsables de la diaphonie réduisant ainsi son ordre de grandeur d'un facteur 10 (par exemple pour le cas de l'instrument ESPaDOnS ; Barrick *et al.* 2010). Aussi, une nouvelle méthode de construction des paramètres

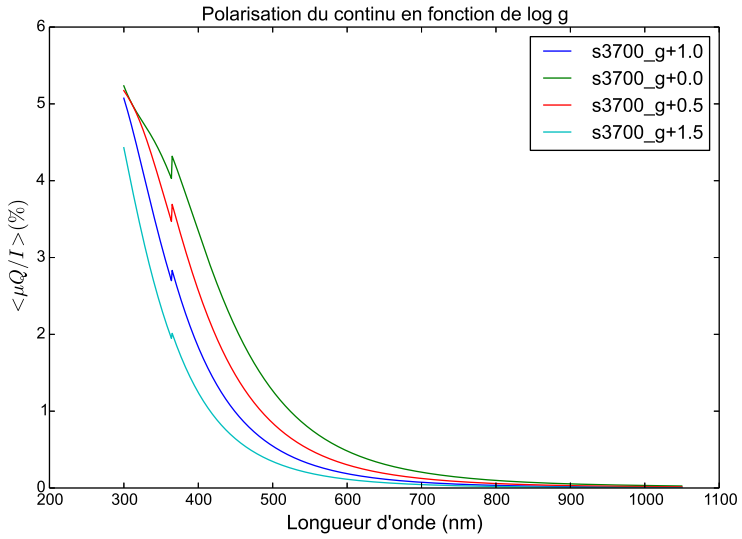


FIGURE 6.12 – Variation du degré de polarisation moyen avec la gravité de surface, pour différents modèles de supergéantes rouges. La température est fixée à 3700 K.

de Stokes, lors de la procédure de réduction, pourrait permettre d'annuler cet effet instrumental. Par ailleurs, avec l'arrivée des spectropolarimètres infrarouge comme SPIRou et SPIP, la mesure de champ magnétique des étoiles froides évoluées sera plus simple. En effet, alors que l'effet Zeeman est plus important dans l'infrarouge, la polarisation linéaire, causée par des mécanismes de diffusion, est elle plus faible dans ce domaine de longueur d'onde et la possible diaphonie résultante n'en sera que plus réduite.

L'étude du champ magnétique d'un plus grand échantillon de supergéantes rouges dans l'infrarouge permettra de mieux comprendre son rôle dans la perte de masse de ces étoiles, et d'étudier les processus de génération du champ magnétique pour des nombres de Rossby très grands.

Étude de la dynamique photosphérique des étoiles RSG

Le modèle analytique du chapitre 5 section 5.8 ne permet pas d'expliquer directement pourquoi les étoiles supergéantes rouges ont des niveaux de polarisation observés différents (par exemple entre Bételgeuse et μ Cep). Les deux principaux effets, pouvant introduire un écart significatif du signal polarisé observé d'une étoile RSG à l'autre, sont la variation du degré local de polarisation (q) et les inhomogénéités de surface. La première solution que j'envisage pour résoudre cette énigme et d'imaginer que les petites variations de température, et de gravité, d'une supergéante à l'autre, introduisent une différence significative du niveau de polarisation du continu et donc une différence dans le signal dépolarisé observé. Les petites fluctuations de métallicité sont négligées car comme je l'ai montré en section 5.4 sur la figure 5.10, elles ont un impact plus que modéré sur la dépolarisation. La figure 6.12 et la figure 6.13 montrent respectivement la variation du degré de polarisation avec la gravité de surface et avec la température, que j'ai calculés pour différents modèles de supergéantes rouges (compatibles avec les étoiles observées), moyenné sur le rayon du disque.

Ainsi, si les variations de température ne jouent pas un grand rôle (autour de valeurs possibles pour la température effective des étoiles μ Cep, CE Tau et Bételgeuse), la variation du $log\ g$ introduit une variation du degré de polarisation nette, mais qui toutefois n'est pas significative. En effet, si on considère que les supergéantes rouges ont des $log\ g$ variant de 0.0 à 0.5 alors la variation du degré de polarisation est de l'ordre de 12 %,

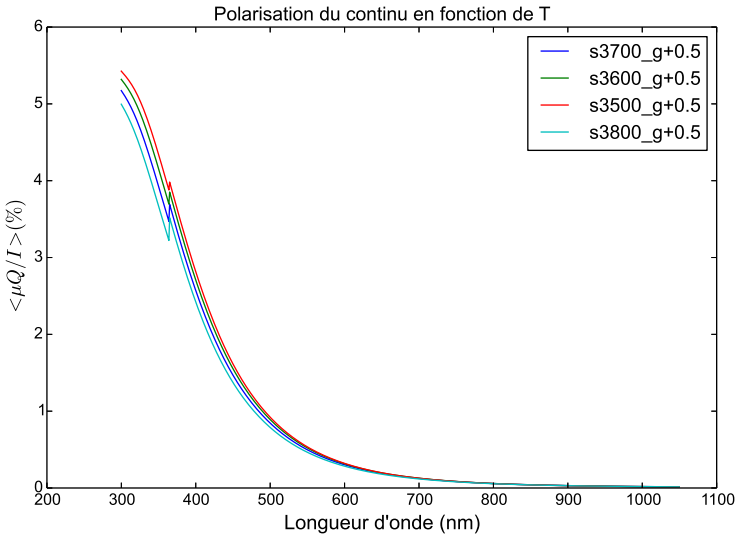


FIGURE 6.13 – Variation du degré de polarisation moyen avec la température effective, pour différents modèles de supergéantes rouges. Le *logg* est fixé à 0.5.

bien différente de la variation du maximum de polarisation dans un profil LSD de μ Cep et Bételgeuse par exemple (de l'ordre de 70 %). Cette variation est aussi de l'ordre de 70 % pour les variations des profils LSD de chaque étoile (entre maximum et minimum). Cependant, Josselin & Plez (2007) proposent que les mouvements turbulents au niveau des cellules de convection abaissent la gravité de surface localement d'au moins un facteur 2. Ainsi, la variation du degré de polarisation atteint 25 % et commence à jouer un rôle appréciable mais insuffisant pour expliquer totalement les différences observées.

La deuxième solution fait intervenir les effets brisants la symétrie du disque : les cellules de convection. Si je suppose que plus le nombre de cellules visibles en même temps sur le disque est grand implique que le disque est plus homogène (moins asymétrique), alors le degré de polarisation intégré tendra vers zéro (on tend vers le cas solaire). Et inversement, moins le nombre de cellules visibles est important, plus le degré de polarisation intégré sera grand (en écartant le cas d'un disque sans cellule). Une manière de quantifier le nombre de cellules est la fraction x déjà introduite en section 1.2.3. Plus cette fraction est grande, moins le nombre de cellules à la surface de l'étoile est grand et plus le degré de polarisation est élevé. Pour Bételgeuse ($x = 7\%, P_\ell^{max} = 0.01\%$) et μ Cep ($x = 10\%, P_\ell^{max} = 0.1\%$) ce scenario semble cohérent. Cependant, comme montré dans l'équation 5.17 le rapport γ de brillance entre aussi en jeu. Ainsi, différentes combinaisons de cellules et de γ pourraient donner le même résultat. Enfin, les différences de polarisation peuvent résulter des scenario précédents en même temps et d'autres qui ont été négligés jusqu'à présent (diffusion sur les molécules, diffusion de Mie, etc...).

Afin de tester le scenario sur les fractions x j'ai monté un programme d'observation avec l'instrument NARVAL (annexe B) dans le but d'étudier en polarisation linéaire un échantillon plus grand de supergéantes rouges, avec différentes fractions x. Ce programme a commencé en février 2017 et se termine en août 2017. Les principales cibles de ce programme sont présentées dans la table 6.2. Remarquablement, la seule étoile pour laquelle aucune polarisation linéaire n'est mesurée, V809 Cas, correspond à l'étoile avec la fraction x théorique la plus faible. Ainsi, le programme d'observation « Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges » va me permettre de mieux caractériser les singularités entre chaque étoile supergéante rouge, qui semblent pourtant toutes montrer un spectre polarisé linéairement, dominé par la dépolarisation du continu.

De plus, notre programme d'observation de l'étoile CE Tau avec l'instrument interfé-

rométrique GRAVITY@VLTI (Montargès et co-instigateurs) a été accepté en rang A ainsi que notre suivi spectropolarimétrique de l'étoile avec NARVAL (Lèbre et co-instigateurs). Je vais donc pouvoir contraindre de manière plus fine la dynamique atmosphérique de CE Tau. Par ailleurs, avec l'instrument GRAVITY nous observerons plus de détails de la surface de l'étoile et une comparaison plus fine avec les observations spectropolarimétriques sera possible.
Enfin, une amélioration du modèle présenté en 5.8, basée sur une décomposition de la brillance de surface en harmoniques sphériques, va permettre, pour toutes les étoiles de mon programme d'observation, d'estimer le nombre et la taille des structures brisant la symétrie du disque. Ainsi, je pourrai mener une étude plus approfondie, avec une plus grande statistique sur la diversité des niveaux de polarisation rencontrés d'une étoile RSG à l'autre.

Étoile	HD	m_V	α (hh mm ss)	δ (hh mm ss)	Type Sp	x	Détection
α Ori	39801	0.5	05 55 10.31	+07 24 25.43	M2 I	7.0	DF
μ Cep	206936	4.08	21 43 30.46	+58 46 48.16	M1 I	10.0	DF
CE Tau	36389	4.38	05 32 12.75	+18 35 39.24	M2 I	-	DF
V424 Lac	216946	4.94	22 56 26.0	+49 44 00.75	M0 I	5.5	DF
BU Gem	42543	6.39	06 12 19.1	+22 54 30.64	M0 I	7.0	DF
TV Gem	42475	6.56	06 11 51.41	+21 52 05.65	M1 I	6.0	DF
V419 Cep	202380	6.62	21 12 47.25	+60 05 52.80	M2 I	7.0	DF
V809 Cas	219978	6.77	23 19 23.78	+62 44 23.29	M1 I	4.0	ND
V362 Aur	35601	7.35	05 27 10.22	+29 55 15.79	M1.5 I	9.0	DF
SU Per	14469	7.63	02 22 06.89	+56 36 14.9	M3-M4 I	6.0	DF
ST Cep	239978	8.09	22 30 10.73	+57 00 03.06	M3 I	5.0	DF
PZ Cas	-	8.50	23 44 03.28	+61 47 22.28	M3 I	11.0	DF

Table 6.2 – Table récapitulative des supergéantes rouges observées dans le cadre de mon programme d'observation "Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges". De la première colonne à la cinquième, les propriétés observationnelles de ces étoiles sont données (désignation, magnitude visible, ascension droite et déclinaison). Les trois dernières colonnes donnent respectivement, le type spectral, la fraction x (calculée à partir de valeurs tirées de Levesque *et al.* 2005) et la détection d'un signal dans les profils LSD.

Relation pulsation - polarisation des étoiles AGB et P-AGB pulsantes

Dans le chapitre 6, j'ai montré que les étoiles variables pulsantes présentent des signaux polarisés linéairement associés à des raies. Après une étude de certaines raies caractéristiques (raie du strontium, de titane et doublet du sodium), présentent dans le second spectre solaire, j'ai conclu que ces signaux avaient pour origine la polarisation intrinsèque des raies. Les inhomogénéités de surface, similaires aux cellules de convection géantes dans le cas des étoiles RSG, viennent s'ajouter à l'onde de choc qui se propage dans l'atmosphère des étoiles pulsantes. Cette onde de choc est susceptible d'introduire une inhomogénéité (en température, en densité, etc...) qui, combinée avec les forts gradients de vitesse, conduisent à une polarisation de résonance observable après intégration sur le disque. Le cas de R Sct est plus compliqué en effet, cette étoile ne montre pas de polarisation intrinsèque dans le doublet du sodium, à l'inverse de χ Cyg. Or, cette raie qui présente un des plus fort degrés de polarisation dans le second spectre solaire devrait apparaître naturellement dans le spectre polarisé linéairement de R Sct. Une étude approfondie des conditions de formations des différentes raies métalliques montrant de la polarisation de

résonance, ainsi que du doublet du sodium dans l'atmosphère de R Sct me permettra non seulement de résoudre cette énigme mais aussi de mieux comprendre pourquoi les étoiles froides évoluées en général montrent un comportement très différent au niveau du doublet du sodium, raies emblématiques du second spectre solaire. Par ailleurs, si l'onde de choc est effectivement à l'origine de la brisure de symétrie du disque dans les étoiles pulsantes, alors un modèle similaire à celui présenté en chapitre 5 (section 5.8), permettra de cartographier l'extension de ces étoiles à différentes phases de pulsation.

Les différents régimes de polarisation par diffusion dans les atmosphères froides

Dans le chapitre 5 section 5.10 j'ai donné une explication sur l'origine de la polarisation du doublet du sodium dans le cas des étoiles supergéantes rouges. Le terme de dépolarisation domine car le niveau de polarisation du continu des étoiles RSG est plus important que dans le cas solaire. Cependant, la structure en deux pics pour chacune des raies du doublet reste énigmatique. De plus, dans le précédent chapitre, j'ai montré que l'étoile Mira χ Cyg montre une polarisation, au niveau du doublet du sodium, similaire à ce que l'on retrouve dans le cas du second spectre solaire : une polarisation dominée par la polarisation intrinsèque de la raie. Ainsi quand on passe des étoiles RSG au Soleil puis aux étoiles Mira, le spectre polarisé linéairement de ces étoiles semble montrer trois régimes de polarisation différents :

1. Dépolarisation domine (étoiles RSG)
2. Dépolarisation de la majorité des raies et polarisation intrinsèque de quelques raies (Soleil)
3. Polarisation intrinsèque de la majorité des raies (étoiles Mira)

Pour comprendre l'origine de ces différents régimes et afin de lever le voile sur la nature du profil de polarisation du doublet du sodium dans le cas des étoiles RSG, je propose de pousser la modélisation de la section 5.10 plus loin en résolvant cette fois-ci le problème de la polarisation de résonance dépendant de la profondeur. La solution du transfert de rayonnement pour un atome de sodium à deux termes, avec une structure hyperfine, du dichroïsme et incluant des mécanismes de redistributions partielles des photons (PRD) a été donnée par Belluzzi *et al.* (2015) dans des conditions solaire. La solution de ce problème de manière auto-cohérente (solution itérative de Stokes I et Stokes Q simultanée) est au delà du cadre de mon investigation à court-terme. Cependant, il est possible de résoudre ce problème sous certaines approximations :

— Je considère la polarisation d'un atome à deux niveaux, sans structures fine et hyperfine
— Absence de dichroïsme
— Absence de champ magnétique
— $\mid Q \mid \ll I$

Holzreuter *et al.* (2005) ont montré que l'influence des niveaux de structures hyperfines, du dichroïsme et du champ magnétique (à travers l'effet Hanle) agissent principalement sur l'amplitude du pic central du profil de polarisation du doublet du sodium (dans le cas solaire). Afin de prendre en compte les interférences d'états J, j'ai substitué au facteur W_2 apparaissant dans le coefficient d'émission polarisé d'un atome à deux niveaux, un nouveau facteur W_2^{hybride} qui prend en compte ces interférences (donné en annexe C.2). Une connaissance exacte des trois régimes présentés précédemment donnera de nouvelles informations sur la structure atmosphérique de ces étoiles, ainsi que de nouvelles perspectives dans l'étude de la polarisation du doublet du sodium au delà du cadre solaire.

A

Tables des observations du programme d'observation (LP)

Pour chaque journal d'observations, la première colonne donne le ou les paramètres de Stokes observé(s) à chaque date, la deuxième et la troisième colonnes la date d'observation respectivement suivant le calendrier grégorien et julien (relatif au jour julien de référence J0 = 2400000.5). La quatrième et la cinquième colonnes donnent le temps de pose (T) en seconde pour chaque observations (c'est le temps des 4-sous-poses cumulés) et le nombre (N) d'observations (séquences) acquises. Enfin, la dernière colonne donne le rapport signal à bruit maximal.

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	4/10/2012	56204	400	8	1426
V	11/1/2013	56303	400	7	1509
V	2/9/2013	56537	400	3	1252
V	3/12/2013	56629	400	3	1354
V	19/8/2015	57253	400	7	1437
Q & U	19/8/2015	57253	400	2 & 2	1306
V	5/9/2015	57270	400	8	1442
Q & U	5/9/2015	57270	400	2 & 1	1410
V	8/10/2015	57303	400	7	1567
Q & U	8/10/2015	57303	400	2 & 2	1511
V	31/10/2015	57326	400	7	1572
Q & U	9/11/2015	57335	400	2 & 1	1157
V	30/11/2015	57356	400	7	1438
Q & U	1/12/2015	57357	400	1 & 2	1452
V	18/12/2015	57374	400	7	1270
V	20/1/2016	57407	400	7	1426
V	5/8/2016	57605	400	7	1434
V	1/9/2016	57632	400	7	1459
V	3/10/2016	57664	400	7	1436
V	29/10/2016	57690	400	7	1246
V	1/12/2016	57723	400	7	1193
V	20/12/2016	57742	400	7	1196
V	7/1/2017	57760	400	7	1462

Table A.1 – Journal des observations de l'étoile RZ Ari

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	8/7/2015	57211	80	8	1539
Q & U	8/7/2015	57211	80	2 & 2	1534
V	6/9/2015	57271	80	7	1339
Q & U	6/9/2015	57271	80	2 & 2	1315
V	2/12/2015	57358	80	7	956
V	29/1/2016	57416	80	4	1218
V	3/7/2016	57572	80	7	1608
V	1/9/2016	57632	80	7	1414
V	3/10/2016	57664	80	7	1489
V	30/10/2016	57691	80	7	1268
V	1/12/2016	57723	80	7	1320

Table A.2 – Journal des observations de l'étoile β Peg

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	16/10/2015	57311	60	8	1242
Q & U	16/10/2015	57311	60	2 & 2	1133
V	15/7/2016	57584	60	3	1005
V	18/7/2016	57587	60	7	1399
V	1/9/2016	57632	60	7	1340
V	31/10/2016	57692	60	7	1347
V	2/12/2016	57724	60	7	1222

Table A.3 – Journal des observations de l'étoile β And

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	24/1/2016	57411	400	4	1071
V	16/2/2016	57434	400	7	1494

Table A.4 – Journal des observations de l'étoile EK Boo

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	3/3/2015	57084	12	16	1640
Q & U	3/3/2015	57084	12	8 & 8	1589
V	1/4/2015	57113	12	15	1630
Q & U	13/4/2015	57125	12	8 & 7	1386
Q & U	18/9/2015	57283	12	1 & 7	1253
Q	19/9/2015	57284	12	7	1232
V	20/9/2015	57285	12	15	1348
V	15/10/2015	57310	12	15	1477
Q & U	16/10/2015	57311	12	7 & 8	1454
V	14/11/2015	57340	12	15	1168
V	16/11/2015	57342	12	15	1301
V	11/12/2015	57367	12	15	1289
V	20/1/2016	57407	12	15	1408
Q	20/1/2016	57407	12	8	1366
U	21/1/2016	57408	12	7	1250
V	16/2/2016	57434	12	15	1133
Q & U	16/2/2016	57434	12	8 & 8	1412
V	12/3/2016	57459	12	16	1603
Q & U	12/3/2016	57459	12	3 & 4	1620
Q & U	6/4/2016	57484	12	4 & 3	1501
V	18/4/2016	57496	12	15	1421
Q & U	11/9/2016	57642	12	3 & 4	1354
V	12/9/2016	57643	12	15	1451
V	8/10/2016	57669	12	15	1393
Q & U	8/10/2016	57669	12	4 & 4	1405
V	31/10/2016	57692	12	15	1334
V	1/11/2016	57693	12	15	1352
Q & U	1/11/2016	57693	12	4 & 4	1096
V	3/12/2016	57725	12	15	1410
Q & U	3/12/2016	57725	12	4 & 4	1385
Q & U	18/12/2016	57740	12	4 & 3	1363
V	20/12/2016	57742	12	15	1248
Q	27/1/2017	57780	12	3	1218
V	17/2/2017	57801	12	15	1285
Q & U	17/2/2017	57801	12	4 & 4	1201

Table A.5 – Journal des observations de l'étoile α Ori

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	9/7/2015	57212	400	16	1740
U	10/7/2015	57213	400	7	8266
Q	11/7/2015	57214	400	7	1200
V	1/9/2015	57266	400	24	1550
U	5/9/2015	57270	400	1	1240
Q	6/9/2015	57271	400	1	1150
V	14/10/2015	57309	400	24	1391
Q & U	14/10/2015	57309	400	2 & 2	1117
Q & U	10/11/2015	57336	400	1 & 2	1207
V	11/11/2015	57337	400	24	1542
U	16/5/2016	57524	400	2	1417
U	8/6/2016	57547	400	1	1187
Q	16/6/2016	57555	400	1	1177
U	21/6/2016	57560	400	1	1128
Q	27/6/2016	57566	400	1	1219
Q & U	5/7/2016	57574	400	2 & 1	1384
Q & U	15/7/2016	57584	400	2 & 1	1334
V	20/7/2016	57589	400	7	1702
V	2/8/2016	57602	400	7	1537
U	2/8/2016	57602	400	2	1296
Q	3/8/2016	57603	400	1	1171
V	6/8/2016	57606	400	7	1754
V	14/8/2016	57614	400	7	1375
V	20/8/2016	57620	400	7	1646
V	21/8/2016	57621	400	7	1577
V	1/9/2016	57632	400	7	1576
Q & U	1/9/2016	57632	400	2 & 2	1329
Q & U	28/9/2016	57659	400	2 & 1	1362
Q & U	21/10/2016	57682	400	2 & 1	1509
Q & U	27/11/2016	57719	400	1 & 2	1482
V	18/12/2016	57740	400	8	1522
Q & U	18/12/2016	57740	400	2 & 1	1344
V	7/1/2017	57760	400	8	1749
Q & U	7/1/2017	57760	400	2 & 1	1506

Table A.6 – Journal des observations de l'étoile μ Cep

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	6/3/2015	57087	300	16	1004
Q	10/3/2015	57091	300	7	1600
U	11/3/2015	57092	300	7	1543
Q & U	2/12/2015	57358	300	3 & 4	1267
Q	24/2/2016	57442	300	3	1490
Q & U	2/9/2016	57633	300	4 & 4	1327
V	3/9/2016	57634	300	15	1265
V	7/9/2016	57638	300	9	1461
Q	9/10/2016	57670	300	3	1416
V	14/10/2016	57675	300	15	1488
U	19/10/2016	57680	300	3	1535
Q & U	25/11/2016	57717	300	3 & 4	1212
V	3/12/2016	57725	300	7	1385
Q & U	17/12/2016	57739	300	7 & 8	1211
V	18/12/2016	57740	300	15	1302
V	16/2/2017	57800	300	15	1494
Q & U	16/2/2017	57800	300	4 & 4	1513

Table A.7 – Journal des observations de l'étoile CE Tau

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	11/3/2015	57092	120	16	2122
U	11/3/2015	57092	120	7	2254
Q	12/3/2015	57093	120	15	2250
V	11/7/2015	57214	120	15	2069
Q & U	12/7/2015	57215	120	8 & 7	2270
U	25/8/2015	57259	120	7	1566
Q	26/8/2015	57260	120	7	2092
V	6/9/2015	57271	120	8	1970
V	2/9/2016	57633	120	4	1807
Q & U	2/9/2016	57633	120	4 & 4	1914
V	3/9/2016	57634	120	10	1632
V	5/9/2016	57636	120	4	1177
V	6/9/2016	57637	120	6	1537

Table A.8 – Journal des observations de l'étoile α^1 Her

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	5/8/2015	57239	200	2	782
V	11/8/2015	57245	200	13	956
Q & U	25/8/2015	57259	200	7 & 8	905
V	28/8/2015	57262	200	15	1008
V	7/9/2015	57272	200	20	1033
Q	7/9/2015	57272	200	4	680
V	8/9/2015	57273	200	18	1036
Q & U	8/9/2015	57273	200	4 & 4	962

Table A.9 – Journal des observations de l'étoile ρ Cas

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	4/9/2007	54347	400	1	1625
Q & U	4/9/2007	54347	400	1 & 1	1527
V	15/3/2012	56001	400	30	1032
V	23/3/2012	56009	400	34	902
V	24/3/2012	56010	400	31	1122
V	25/3/2012	56011	400	20	1197
V	26/3/2012	56012	400	22	1146
V	27/3/2012	56013	400	23	1062
V	28/3/2012	56014	400	32	1126
Q & U	28/5/2015	57170	400	2 & 1	1464
Q & U	1/6/2015	57174	400	1 & 2	1499
U	26/6/2015	57199	400	1	1369
U	28/6/2015	57201	400	1	1479
Q & U	19/7/2015	57222	400	3 & 3	1391
Q & U	5/8/2015	57239	400	4 & 3	1311
Q & U	6/8/2015	57240	400	3 & 4	30
Q & U	10/8/2015	57244	400	3 & 4	990
Q & U	20/8/2015	57254	400	3 & 4	1270
Q & U	10/9/2015	57275	400	2 & 1	1470
Q & U	11/9/2015	57276	400	1 & 2	1260
Q & U	9/10/2015	57304	400	1 & 2	1568
Q & U	16/10/2015	57311	400	2 & 1	904
Q & U	15/11/2015	57341	400	1 & 2	882
Q & U	16/11/2015	57342	400	1 & 2	1048
Q & U	1/12/2015	57357	400	2 & 1	1018
U	6/4/2016	57484	400	3	533
Q & U	7/8/2016	57607	400	4 & 3	1349
Q & U	8/8/2016	57608	400	3 & 4	1347
Q & U	24/8/2016	57624	400	3 & 4	1517
Q & U	24/9/2016	57655	400	3 & 2	1096
Q & U	21/10/2016	57682	400	2 & 3	1183
Q	26/10/2016	57687	400	2	909
U	27/10/2016	57688	400	2	734
Q & U	7/12/2016	57729	400	4 & 3	1564

Table A.10 – Journal des observations de l'étoile χ Cyg

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	15/7/2014	56853	1600	2	994
Q & U	15/7/2014	56853	1600	1 & 1	923
V	21/7/2014	56859	1600	1	1354
V	22/7/2014	56860	1600	1	1227
V	23/7/2014	56861	1600	1	1339
V	3/9/2014	56903	1600	1	1126
V	10/9/2014	56910	1600	1	1136
V	12/9/2014	56912	1600	1	1122
V	13/4/2015	57125	1600	2	1424
V	14/4/2015	57126	1600	1	1381
Q & U	14/4/2015	57126	1600	1 & 1	939
V	23/4/2015	57135	1600	1	1305
V	27/5/2015	57169	1600	3	1334
Q & U	27/5/2015	57169	1600	1 & 1	1438
V	1/6/2015	57174	1600	2	1387
V	3/6/2015	57176	1600	2	1677
V	25/6/2015	57198	1600	2	1245
Q & U	26/6/2015	57199	1600	1 & 2	1138
V	28/6/2015	57201	1600	2	1287
Q & U	5/8/2015	57239	1600	1 & 2	1335
V	6/8/2015	57240	1600	5	1111
V	7/8/2015	57241	1600	4	846
V	10/8/2015	57244	1600	5	973
Q	26/8/2015	57260	1600	1	699
V	28/8/2015	57262	1600	5	893
U	28/8/2015	57262	1600	2	833
U	8/10/2015	57303	1600	1	1761
V	9/10/2015	57304	1600	5	1710
U	29/10/2015	57324	1600	1	1115
V	30/10/2015	57325	1600	4	1501
Q	17/3/2016	57464	1600	1	812
V	3/4/2016	57481	1600	1	1450
U	4/5/2016	57512	1600	1	1538
V	15/5/2016	57523	1600	2	1556
V	20/5/2016	57528	1600	2	1450
U	2/6/2016	57541	1600	1	1196
Q	22/6/2016	57561	1600	1	701
V	24/7/2016	57593	1600	2	1625
U	3/8/2016	57603	1600	1	1182
U	1/9/2016	57632	1600	1	1004
V	28/9/2016	57659	1600	3	1043
U	28/9/2016	57659	1600	1	1127
V	3/10/2016	57664	1600	2	1378
Q	21/10/2016	57682	1600	1	1439
Q	28/10/2016	57689	1600	1	880

Table A.11 – Journal des observations de l'étoile R Sct

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
V	5/12/2016	57727	1600	2	971
V	6/12/2016	57728	1600	2	812
U	8/12/2016	57730	1600	1	725

Table A.12 – Journal des observations de l'étoile U Mon

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
U	28/5/2015	57170	1600	2	413
Q	30/5/2015	57172	1600	1	458

Table A.13 – Journal des observations de l'étoile AC Her

Stokes	Dates	Jours julien	T. pose (s)	N	pic S/N (/2.6 km.s^{-1})
Q	5/9/2016	57636	2000	2	173
Q & U	6/9/2016	57637	2000	1 & 2	221
V	7/9/2016	57638	2000	3	474
V	8/9/2016	57639	2000	1	449

Table A.14 – Journal des observations de l'étoile Z Oph

B

Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges

Pour les étoiles Bételgeuse, CE Tau et μ Cep, déjà suivies dans le cadre du LP, j'ai montré dans le chapitre 5 que le spectre polarisé linéairement de ces étoiles est dû à la dépolarisation du continu. En retour, ce spectre polarisé linéairement n'est observable qu'à cause des cellules de convection géantes à la surface de ces étoiles brisant la symétrie du disque stellaire. Ainsi, les différents niveaux de polarisation mesurés pour ces étoiles pourraient s'expliquer par une dynamique en surface différente.
Ce programme d'observation d'un semestre, commencé en mars 2017 et finissant en août 2017, avec l'instrument NARVAL a pour but d'étudier un échantillon d'étoiles supergéantes rouges en spectropolarimétrie linéaire (Stokes Q et Stokes U). Les objectifs principaux de ce programme sont d'une part de vérifier si toutes les étoiles RSG présentent un spectre polarisé linéairement, similaire à Bételgeuse, CE Tau et μ Cep, et d'autre part, contraindre l'impact de la dynamique photosphérique des étoiles RSG sur leur spectre polarisé linéairement.

Tessore 2017A_PNPS009

Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges

Semester : 2017A **Science Cat. : Stars and stellar population**

Abstract

Les étoiles supergéantes rouges (i.e. supergéantes de type spectral M) représentent la partie massive des étoiles froides évoluées. Ces étoiles qui ont un taux de perte de masse important, contribuent ainsi de manière significative à l'enrichissement chimique du milieu interstellaire.
Comme le montrent les observations interférométriques et spectroscopiques, ces étoiles possèdent une photosphère très dynamique, évoluant sur des échelles de temps relativement courtes.
Récemment, à l'aide d'observations spectropolarimétriques, notre groupe a montré qu'une partie non négligeable du spectre des supergéantes rouges est polarisé LINEAIREMENT, dans les raies spectrales et, dans le cas de alp Ori, que cette information peut permettre de suivre l'évolution temporelle et spatiale de taches à la surface de l'étoile.
Nous proposons avec cette demande d'élargir notre échantillon d'étoiles afin d'étudier en détail la dynamique photosphérique des supergéantes rouges et de construire des relations entre mesure de polarisation et paramètres fondamentaux.

Telescopes

Telescope	Observing mode	Instruments
TBL	service	Narval

Applicants

Name	Affiliation	Email	Country		Potential observer
PhD student Benjamin Tessore	LUPM	benjamin.tessore@univ-montp2.fr	France	Pi	
Julien Morin	Universite Montpellier 2 (Laboratoire Univers et Particules de Montpellier)	julien.morin@umontpellier.fr	France		
Agnes Lebre	LUPM - UMR5299	agnes.lebre@univ-montp2.fr	France		
Dr. Philippe Mathias	Observatoire Midi-Pyrenees (Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie)	Philippe.Mathias@irap.omp.eu	France		
Dr Eric Josselin	Laboratoire Univers et Particules de Montpellier	eric.josselin@univ-montp2.fr	France		
Dr Miguel Montarges	IRAM	montarges@iram.fr	Suisse		
Dr Arturo Lopez Ariste	CNRS (IRAP)	Arturo.LopezAriste@irap.omp.eu	Afrique du Sud		

Contact Author

Title	PhD student	***Institute***	LUPM
Name	Benjamin Tessore	***Department***	
Email	benjamin.tessore@univ-montp2.fr	***Address***	
Phone(first)	0679898047	***Zipcode***	
Phone(second)		***City***	
Fax		***State***	
		Country	France

Is this a long term proposal: No

No overall scheduling requirements

Observing runs

run	telescope	instrument	time request (minimal)	moon	weather	mode	seeing	configuration	comments / constraints
A	TBL	Narval	5n (4n)	Bright	any	service	any	Observing mode: POL3 (polarimetry R=65000) Read-out mode : Normal	QU-spectropolarimetry only. Normal read-out mode is used for each star except for the brightest ones (mag < 4.5) fast read-out mode is used

Targets

Field	RA	Dec	Epoch	Exposure (sec.)	Runs	S/N	Red Magn.	Infrared Magn.	Diameter (arcsec)	ToO	Comments
alp ori	05:55:10.31	+07:24:25.4	J2000	12	A	1250	0.5		0		8 observations sur 2017A. 7 jours entre chaque observations.
V809 Cas	23:19:23.77	+62:44:23.2	J2000	900	A	600	6.77		0		3 observations sur 2017A. 30j. d'intervalle
SU Per	02:22:06.89	+56:36:14.9	J2000	1500	A	500	7.63		0		3 observations sur 2017A. 30j. d'intervalle
PZ Cas	23:44:03.28	+61:47:22.2	J2000	2000	A	400	8.5		0		3 observations sur 2017A. 30j. d'intervalle
V362 Aur	05:27:10.22	+29:55:15.8	J2000	1500	A	600	7.35		0		3 observations sur 2017A. 30j. d'intervalle
V419 Cep	21:12:47.24	+60:05:52.8	J2000	900	A	650	6.62		0		3 observations sur 2017A. 30j. d'intervalle

Targets are continued on the last page

Contexte. Les étoiles supergéantes rouges (i.e. type spectral M) sont des étoiles massives froides évoluées. Elles présentent un taux de perte de masse important ($10^{-6} - 10^{-4}$ $M_\odot$/an) et sont parmi les principaux agents qui contribuent à l'enrichissement chimique du milieu interstellaire. Cependant le ou les mécanismes à l'origine de cette perte de masse, qui joue un rôle clef dans l'évolution de ces étoiles (Ekström et al. 2013), ne sont pas très bien contraints (convection vigoureuse, pression de radiation ...). Elles possèdent une atmosphère très étendue et complexe, riche en molécules et poussières.
Dans cette demande nous nous intéressons à la partie la plus interne de cette atmosphère c'est à dire la photosphère que nous définissons comme la région de l'étoile d'où la majorité du spectre visible provient (et où les raies métalliques dites photosphériques se forment).
Des études poussées de α Ori (Bételgeuse, voir Aurière et al. 2016), de μ Cep et CE Tau (Tessore et al. 2017a) ont montré que ces étoiles possèdent un intense spectre polarisé linéairement (e.g. dans les raies du doublet du sodium voir Fig. 1). Aurière et al. (2016) ont montré que cette polarisation n'était pas d'origine Zeeman (et donc pas liée au faible champ magnétique détecté en surface par Aurière et al., 2010) mais due à des phénomènes de diffusion ressemblant à ce que l'on observe dans le cas solaire.
Le spectre polarisé linéairement du Soleil (ou "Second spectre Solaire", Stenflo & Keller 1997) a deux contributions : **(1)** la polarisation intrinsèque de certaines raies (e.g. SrI@4607 Å et NaII@5888 Å et 5889 Å) et **(2)** une dépolarisation du continuum solaire par la plupart des raies. Par l'étude des raies du sodium de α Ori Aurière et al. (2016) ont montré que la **dépolarisation du continuum** domine dans son spectre polarisé linéairement. Le continuum des supergéantes rouges (comme α Ori) est partiellement polarisé par la diffusion Rayleigh au niveau de leur photosphère (Doherty 1986). A la profondeur où le continuum est polarisé, des photons polarisés (et non polarisés) sont émis. Ces photons polarisés vont ensuite être absorbés par le gaz photosphérique ou se forment les raies, gaz qui va ensuite réémettre ces photons cette fois non polarisés. Le bilan de l'opération revient a une diminution du niveau de polarisation du continuum, autrement dit une dépolarisation du continuum par les raies.
En pratique, pour des étoiles sphériques (ce qui est le cas de la majorité des étoiles, exceptés les rotateurs très rapides) le niveau de polarisation, tangent au limbe local, intégré sur tout le disque doit être nul. En effet si l'on regardait le Soleil comme une étoile nous n'aurions pas accès à son "Second spectre Solaire". Alors pourquoi l'observe t on sur des supergéantes rouges ?
La photosphère de ces étoiles, gardant une symétrie sphérique, est sujette à une convection très vigoureuse (Josselin & Plez 2007), caractérisée par de gigantesques cellules s'étendant sur un rayon stellaire observées en interférométrie (Montargès et al. 2015) et modélisées dans les simulations hydrodynamiques (Freytag et al. 2002; Chiavassa et al. 2011). Nous pouvons faire l'hypothèse que les contrastes de brillance introduits par ces cellules sont suffisants pour briser la symétrie du disque. Ainsi en exploitant la polarisation linéaire seule, Aurière et al. (2016) (pour α Ori) et Tessore et al. (2017b) (pour μ Cep et CE Tau) ont pu reconstruire et suivre l'évolution de taches brillantes en surface de ces étoiles en bon accord avec l'interférométrie (Fig. 2).
Ces études récentes apportent un nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges et font de la spectropolarimétrie un outil prometteur pour déceler des asymétries de surface et un nouveau diagnostique complémentaire à la spectroscopie (Josselin & Plez 2007) et à l'interférométrie (Montargès et al. 2015).

Objectifs. Dans cette demande nous proposons d'établir des relations entre taux de polarisation linéaire et convection sur un plus grand ensemble de supergéantes rouges échantillonnant les paramètres (masse ; rayon) permettant d'estimer le nombre de cellules de convection à la surface de l'étoile. Pour ces étoiles nous pouvons calculer la fraction x de la surface (voir Freytag et al. 2002) occupée par une cellule de convection (nous parlons ici de cellules équivalentes à la

super-granulation solaire). Notre objectif est ainsi de définir de nouvelles observables, comme par exemple le taux de polarisation linéaire dans les raies individuelles et dans des profils moyennant plusieurs centaines/milliers de raies, ou profils "LSD" (Least Square Deconvolution, Donati et al. 1997), nous renseignant sur la dynamique photosphérique des supergéantes rouges. De plus nous voulons, pour ces observables, tester leurs unicités pour différentes étoiles à des mêmes fractions x. Nous voulons aussi étudier cette dynamique à plus courte échelle en suivant les étoiles α Ori, μ Cep et CE Tau sur plusieurs semaines complétant ainsi les précédentes études sur ces cibles prototypiques (Aurière et al. 2010 et Aurière et al. 2016 pour α Ori et Tessore et al. 2017a,b pour μ Cep et CE Tau). In fine nous pourrons ainsi prédire l'existence de taches brillantes pour de futures observations interférométriques qui pourront être menées avec le VLTI ou avec CHARA.

L'échantillon. Nous avons sélectionné toutes les supergéantes de type spectral M (homogène en température effective) observables depuis le Pic du Midi et disposant de paramètres connus (masses, rayons). De cet ensemble de 40 étoiles nous avons gardé les plus brillantes (V $<$ 7.6) construisant un échantillon d'une dizaine d'étoiles pour lesquelles nous avons calculé la fraction x de la photosphère recouverte par une seule grosse cellule de convection. La figure 3 présente l'ensemble des 40 supergéantes (référencées dans Levesque et al. 2005) dans un diagramme "magnitude - x" et notre échantillon situé au dessus de la courbe verte (pointillés). Cet échantillon sonde plutôt bien l'espace des x, des plus petites fractions (x = 4-6 %) aux moyennes (x = 8-10%). En revanche pour le domaine au delà de μ Cep (x $>$ 10%) parmi les seules étoiles faibles nous proposons d'inclure PZ Cas (la plus brillante) afin de pousser notre étude aussi dans ce régime.

Stratégie observationnelle. Nous avons adopté 4 stratégies différentes pour les 4 objectifs principaux que nous nous sommes fixés. Nous prévoyons d'observer 3 fois (en fonction de leurs observabilités sur 2017 A, sinon 1 fois, voir Tab. 1) chaque étoile de notre échantillon (hormis α Ori, μ Cep et CE Tau, voir plus loin) afin de mesurer un signal polarimétrique et d'apprécier sa variabilité pour différents régimes des x (faibles - moyens - élevés). Pour chacune de ces étoiles nous prévoyons d'obtenir 2 séquences polarimétriques (2 Stokes Q et 2 Stokes U) afin d'atteindre un signal-à-bruit (S/N) entre 400 et 1000 dans des raies individuelles, en évitant la saturation. Nous savons grâce à des précédentes observations de CE Tau (visant un tel S/N de 400-1000), étoile pour laquelle nous avons obtenu le plus faible taux de polarisation linéaire, qu'avec la méthode "LSD" nous pouvons attendre un S/N cumulé compris entre 16000 et 40000 (gain multiplexe de 40) suffisant pour déceler un signal (de l'ordre de 2×10^{-4}) à cinq sigma.

Aussi, afin de mesurer précisément le taux de polarisation linéaire dans des raies individuelles (par exemple le doublet du sodium est un indicateur crucial d'un spectre dominé par la dépolarisation du continuum), nous prévoyons d'observer V424 Lac avec un renfort de séquences supplémentaires. Cette étoile, la plus brillante de notre échantillon (hormis α Ori, μ Cep et CE Tau) est donc la meilleure candidate pour ce genre d'étude et elle sonde un régime des fractions x différent des étoiles pour lesquelles nous avons fait le même genre d'analyses détaillées.

Nous proposons aussi d'étudier le cas limite de NO Aur dont le statut de supergéante rouge demeure incertain (comme pour α *Her*, voir Tessore et al. 2017a). Il ne serait donc pas surprenant qu'elle présente une signature spectropolarimétrique différente.

Enfin, dans le but de mesurer une variabilité de la polarisation linéaire, déjà détectée sur les étoiles α Ori, μ Cep et CE Tau à l'échelle de plusieurs semaines (et mois) par notre groupe, à très courtes échelles de temps, nous prévoyons plusieurs observations de ces étoiles avec des intervalles d'une semaine pendant 1 ou plusieurs mois (voir Tab. 1) prolongeant ainsi nos efforts du Large Program Narval (2015-2017, PI A. Lèbre).

Références. Aurière, M., et al. 2010, A&A 516 ; Aurière, M., et al. 2016, A&A 591 A119 ; Chiavassa, A., et al. 2011, A&A 535 A22 ; Doherty, L. R. 1986, ApJ 307 261 ; Donati, J.-F., et al. 1997, MNRAS 291 658 ; Ekström, S., et al. 2013, EAS volume 60 ; Freytag, B., et al. 2002, Astronomische Nachrichten 323 213 ; Josselin, E. & Plez, B. 2007, A&A 469 671 ; Levesque, E. M., et al. 2005 ApJ 628 973 ; Montargès, M., et al 2015, EAS volume 71 ; Stenflo, J. O. & Keller, C. U. 1997, A&A 321 927 ; Tessore, B., et al. 2017 a ; Tessore, B., et al. 2017 b

Cible	Vmag	Mesure	$T_{science}$ (s)	N	T_{interv} (j)	T_{total} (h)	Strat.
sous-total						**25.6** (+3.2)	Var. lente
V424 Lac	4.94	2Q + 2U	4*470 (1880)	2	30	1.04	
BU Gem	6.39	2Q + 2U	4*850 (3400))	1	n/a	0.94	
TV Gem	6.56	2Q + 2U	4*850 (3400)	1	n/a	0.94	
V419 Cep	6.62	2Q + 2U	4*900 (3600)	3	30	3.00	
V809 Cas	6.77	2Q + 2U	4*900 (3600)	3	30	3.00	
V362 Aur	7.35	2Q + 2U	4*1500 (6000)	3	30	5.00	
SU Per	7.63	2Q + 2U	4*1500 (6000)	3	30	5.00	
PZ Cas	8.50	2Q + 2U	4*2000 (8000)	3	30	6.67	
sous-total						**2.1** (+0.4)	Raies indiv.
V424 Lac	4.94	8Q + 8U	16*470 (7520)	1	n/a	2.09	
sous-total						**3.0** (+0.5)	Statut
NO Aur	6.21	6Q + 6U	12 * 900 (10800)	1	n/a	3.00	
sous-total						**3.4** (+2.2)	Var. rapide
α Ori	0.5	2Q + 2U	4*12 (48)	8	7	0.11	
μ Cep	4.08	2Q + 2U	4*220 (880)	8	7	1.96	
CE Tau	4.38	2Q + 2U	4*300 (1200)	4	7	1.33	
Total						**34.1** (+6.3)	

TABLE 1 – Récapitulatif du temps d'observations et de séquences demandées pour chaque étoile et chaque stratégie (colonne Strat.). Le nombre de séquence Q/U demandées pour chaque étoile est indiqué dans la colonne "Mesure". $T_{science}$ est le temps d'une séquence (en secondes) multiplié par le nombre de séquence (temps total entre parenthèses). N représente le nombre d'observation demandé pour chaque étoile et T_{interv} donne l'intervalle en jours entre chaque observation. Enfin T_{total} (h) donne le temps total, "shutter open" en gras et lecture du CDD entre parenthèses, pour chaque étoile et chaque observations en heures.

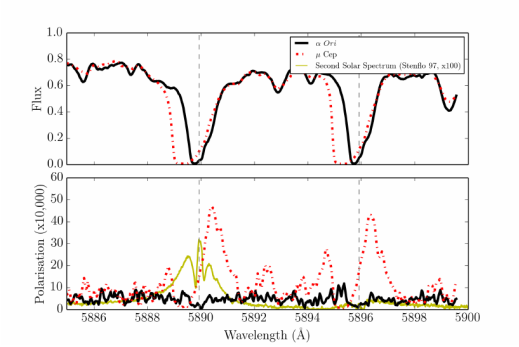


FIGURE 1 – Spectre d'intensité (en haut) de α Ori (trait noir) et μ Cep (trait pointillé bleu) autour du doublet du sodium. Le spectre polarisé linéairement (en bas) de α Ori et μ Cep autour du même doublet. Le "Second spectre Solaire"est montré (trait jaune) pour comparaison.

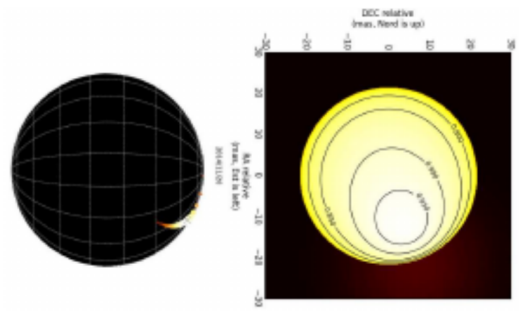


FIGURE 2 – A gauche, modèle spectropolarimétrique de taches brillantes en surface de α *Ori* (Aurière et al. 2016). A droite, modèle issu de l'ajustement de données interférométriques sur α Ori(Montargès et al. 2015).

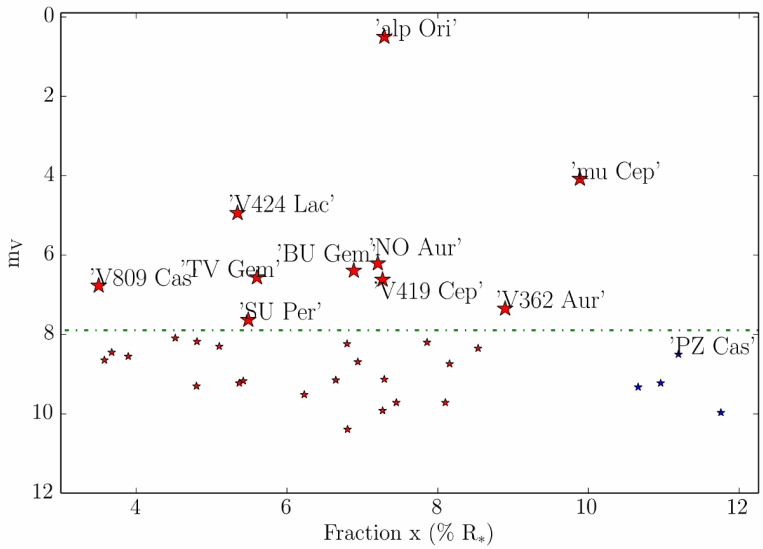


FIGURE 3 – Échantillon des supergéantes rouges extrait de Levesque et al. (2005). Les cibles sélectionnées pour cette étude se trouvent au dessus de la ligne en pointillé. Les 4 étoiles sondant un espace de paramètres au delà de la limite atteinte avec μ Cep sont montrées en bleu.

Students involved

Student	Level	Applicant	Supervisor	Applicant	Expected completion date	Data required
PhD student Benjamin Tessore	Doctor	Yes	Agnes Lebre	Yes	2017/09	Yes

Linked proposal submitted to this TAC: No

Linked proposal submitted to other TACs: No

Justify the nights

Nous demandons 34.1 heures sur 2017 A ("shutter open" seulement + 6.3h de lecture du CCD) afin d'observer en spectropolarimétrie linéaire (Stokes U et Stokes Q) 12 étoiles. La majorité des étoiles de cette étude n'ont jamais été observée en spectropolarimétrie. Pour l'étude de la variabilité à courtes échelles de temps de la polarisation linéaire sur alpOri, muCep et ceTau nous demandons un total de 3.4h. Pour l'étude de la variabilité à grandes échelles de temps (1à 3 obs. à 1 mois d'intervalle au maxium) de la majorité de notre échantillon nous demandons 25.6 heures. Pour l'étude détaillée du spectre polarisé et d'intensité de V424Lac nous demandons 2.1 heures. Enfin pour préciser le statut évolutif de noAur nous demandons 4 heures.

Relevant previous Allocations: Yes

Narval@TBL Large program 2015-2017
"Magnetic fields in cool evolved stars"
PI A. Lèbre
-Résultats:
- détections de champs magnétiques dans les étoiles CE Tau et alp Her (voir Tessore et al. en prép).
- détection de polarisation linéaire associée à des raies individuelles (voir Aurière et al. 2016 pour alp Ori et Tessore et al. en prép pour mu Cep et CE Tau)

No additional remarks

Observing run info :

Targets

Field	RA	Dec	Epoch	Exposure (sec.)	Runs	S/N	Red Magn.	Infrared Magn.	Diameter (arcsec)	ToO	Comments
CE Tau	05:32:12.74	+18:35:39.2	J2000	300	A	1000	4.38		0		4 observations sur 2017A. 7 jours entre chaque observations.
BU Gem	06:12:19.10	+22:54:30.6	J2000	850	A	700	6.39		0		1 observation sur 2017A.
NO Aur	05:40:42.05	+31:55:14.2	J2000	900	A	780	6.21		0		1 observation sur 2017A.
TV Gem	06:11:51.41	+21:52:05.6	J2000	850	A	650	6.56		0		1 observation sur 2017A.
V424 Lac	22:56:26.00	+49:44:00.8	J2000	470	A	1000	4.94		0		3 observations au total sur 2017A. 1 avec 8Q8U pour une étude détaillée et 2 avec 2Q2U pour variabilité avec 30j. d'intervalle
mu cep	21:43:30.46	+58:46:48.2	J2000	220	A	1000	4.08		0		8 observations sur 2017A. 7 jours entre chaque observations.

C

Coefficients d'émission pour un atome à deux termes

Les coefficients d'émission apparaissant dans l'équation 5.24 pour un atome à deux termes, sont donnés, en suivant la convention de Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004) avec $i = 0$ pour ϵ_I^l et $i = 1$ pour ϵ_Q^l, par :

$$\begin{aligned}
\epsilon_i(\lambda, \mathbf{\Omega}) = \kappa \frac{2L_u + 1}{2S + 1} \sum_K \sum_{Q=-K}^{K} \sum_{J_u} \sum_{J'_u} \sum_{J_\ell} (-1)^{S - L_\ell + J_u + J'_u + J_\ell + K + Q} \\
\times 3(2J_u + 1)(2J'_u + 1)(2J_\ell + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} L_u & L_\ell & 1 \\ J_\ell & J_u & S \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} L_u & L_\ell & 1 \\ J_\ell & J'_u & S \end{array} \right\} \\
\times \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & K \\ J_u & J'_u & J_\ell \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & K \\ J_u & L_u & L_\ell \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} L_u & L_u & K \\ J_u & J'_u & S \end{array} \right\} \\
\times \mathcal{T}_Q^K(i, \mathbf{\Omega}) \mathcal{J}_{-Q}^K(\lambda_0) \frac{1}{2} \frac{\Phi(\nu_0 - \nu) + \Phi^*(\nu_0 - \nu)}{1 + 2j\pi\nu_0 / A_{L_u L_\ell}}
\end{aligned} \tag{C.1}$$

Dans l'expression précédente, κ est le coefficient d'absorption du terme inférieur, L_u et L_ℓ les moments cinétiques orbitaux du terme supérieur et inférieur, S la multiplicité, et $\mathcal{T}_Q^K(i, \mathbf{\Omega})$, $\mathcal{J}_{-Q}^K(\lambda_0)$ des tenseurs dont les seules composantes non-nulles sont $\mathcal{T}_0^0$ et $\mathcal{T}_0^2$, J_0^0 (intensité moyenne) et J_0^2 (anisotropie) déjà introduites dans le chapitre 5. Le profil d'émission Φ a pour partie réelle la fonction de Voigt et pour partie imaginaire le profil de dispersion associé.

Afin de tenir compte des interférences d'états J d'un atome à deux terme, dans le formalise d'un atome à deux niveaux, je substitue la polarisabilité d'une transition (à deux niveaux) $W_2(J_u, J_\ell)$ par :

$$W_2^{\text{hybride}} = \epsilon_1 / \epsilon_0 \tag{C.2}$$

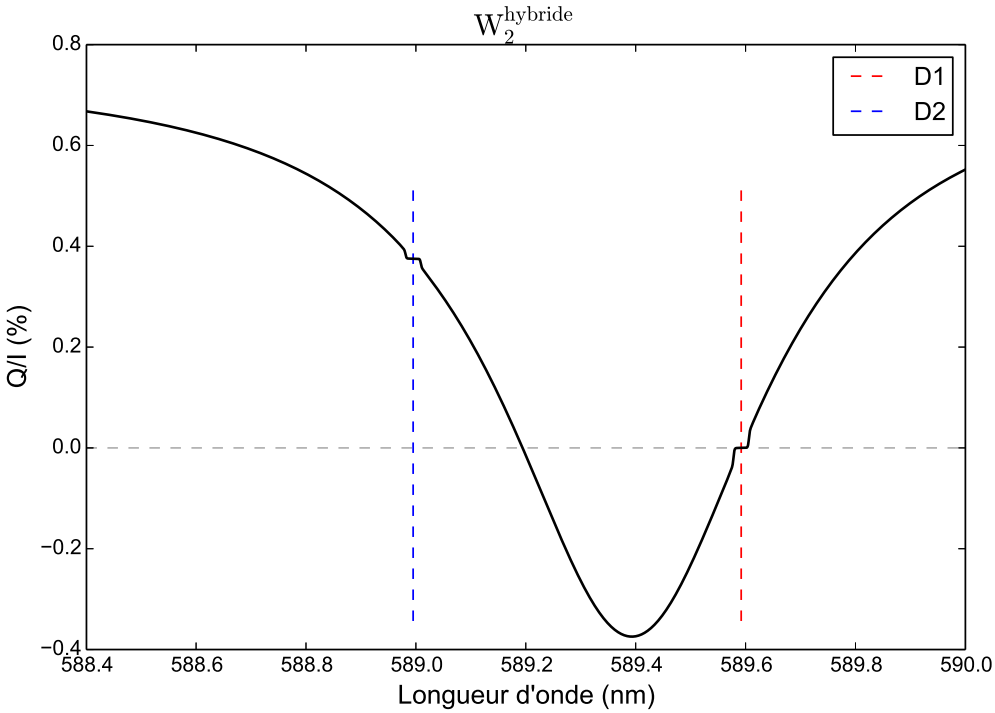


FIGURE C.1 – Facteur de polarisabilité $W_2^{\text{hybride}} = \epsilon_1/\epsilon_0$ pour un atome à deux termes calculé avec une anisotropie constante de 0.01. Ce facteur de polarisabilité qui dépend de la longueur d'onde permet d'expliquer comment un signal polarisé peut apparaître au niveau de la raie D1, dont le facteur de polarisabilité vaut 0. On remarque par ailleurs, qu'à la position de chaque raie (D1 en rouge et D2 en bleu) le coefficient W_2^{hybride} égale le facteur de polarisabilité de chacune des raies (voir chapitre 5, section 5.10).

Liste des figures

1.1 Diagramme H-R 12
1.2 Diagramme H-R - zone convective 13
1.3 Atmosphère d'une étoile AGB 14
1.4 Simulations de photosphères 15
(a) 15
(b) 15
1.5 Spectres d'étoiles froides - type spectral M 16
(a) 16
(b) 16
1.6 Courbes de lumières : χ Cyg 17
1.7 Courbes de lumières : R Sct 18
1.8 Mécanisme de Schwarzschild 18
1.9 Reconstruction interférométrique 20
1.10 Courbe de lumière de Bételgeuse 20
1.11 Magnétogramme solaire 21
1.12 Confusogramme 22
1.13 « Magnetic strips » 23
1.14 Détection d'un champ à la surface d'un échantillon de supergéantes 24
1.15 Détection d'un champ à la surface de Bételgeuse 25
1.16 Variation du B_ℓ de Bételgeuse 25

2.1 Paramètres de Stokes 29
2.2 Schéma polarimètre 30
2.3 Polarisation Zeeman 32
2.4 Effet Zeeman - niveaux d'énergies 33
2.5 Multiplets Zeeman 35
(a) 35
(b) 35
(c) 35
(d) 35
(e) 35
(f) 35
2.6 Solution d'Unno-Rachkovsky 39
(a) 39
(b) 39
(c) 39
(d) 39
2.7 Effet Zeeman sur une tache solaire 40
2.8 Un profil LSD de l'étoile AD Leo 43
2.9 Principe de l'imagerie Zeeman Doppler 44

3.1 Relation pulsation - champ magnétique : R Sct 48
3.2 Variation de Stokes V pour différentes valeurs de w_P 50

4.1 Profils LSD, Stokes V des étoiles RSG 55
(a) 55
(b) 55
(c) 55
4.2 Profil LSD de μ Cep - diaphonie 55
4.3 Observations orthogonales de μ Cep avec NARVAL 56
(a) 56
(b) 56
4.4 Mesure non ambiguë d'un signal stellaire et parasite sur l'étoile μ Cep . . 57
(a) 57
(b) 57
4.5 Niveau de diaphonie - μ Cep 57
4.6 Profils LSD, Stokes V de μ Cep 58

5.1 Second spectre solaire 74
5.2 Polarisation du continu solaire 76
5.3 Système de référence de la polarisation linéaire 77
5.4 Polarisation du continu - types spectraux 79
5.5 Influence de la gravité sur la polarisation du continu 80
(a) 80
(b) 80
5.6 Anisotropie - type spectral 81
5.7 Assombrissement centre bord 81
5.8 Variation chromatique de l'anisotropie 82
5.9 Dépolarisation du continu 83
5.10 Dépolarisation - métallicité 83
5.11 Modélisation polarisation du continu observée 85
5.12 Modélisation polarisation observée 86
5.13 Bételgeuse : Niveaux de polarisation 87
5.14 Bételgeuse : profils LSD 89
5.15 Bételgeuse : Dépolarisation raies métalliques 90
5.16 Bételgeuse : Dépolarisation raies D du sodium 90
5.17 Profils LSD synthétiques d'une étoile RSG 91
5.18 Bételgeuse : Cartographie de surface 93
5.19 CE Tau : profils LSD 94
5.20 μ Cep : profils LSD 95
5.21 CE Tau & Bételgeuse : comparaison de spectres 96
5.22 CE Tau & Bételgeuse : comparaison de spectres polarisés 96
5.23 CE Tau : Cartographie de surface 97
5.24 CE Tau : observation interférométrique - profils LSD 97
5.25 CE Tau & Bételgeuse & μ Cep : comparaison de spectres 98
5.26 μ Cep : second spectre 99
5.27 μ Cep : Dépolarisation raies métalliques 99
5.28 μ Cep : Cartographie de surface 100
5.29 μ Cep : Variation du profil de polarisation - raies D2 et D1 101
5.30 Interférences d'états J dans le cas solaire 103
5.31 Interférences états J : influence de p0 105
5.32 Fonction de contribution : cas solaire 106
5.33 Modèles de chromosphère 106
5.34 Fonctions de contributions : étoiles RSG 107
(a) 107
(b) 107

(c) 107
5.35 Fonction de contribution de la raie D2 108

6.1 χ Cyg : doublet du sodium 111
6.2 χ Cyg : TiI et BaI 111
(a) 111
(b) 111
6.3 R Sct : Polarisation de la raie SrI@460.7 nm 112
6.4 R Sct : Polarisation de la raie TiI@474.3 nm 113
6.5 R Sct : Polarisation de la raie TiI@556.6 nm 114
6.6 R Sct : Polarisation de la raie TiI@564.4 nm 115
6.7 R Sct : doublet du sodium 116
6.8 χ Cyg : profils LSD Stokes I 117
6.9 χ Cyg : profils LSD Stokes Q et Stokes U 118
6.10 R Sct : profils LSD Stokes I 119
6.11 R Sct : profils LSD 120
6.12 Degré de polarisation : fluctuations de $log\ g$ 122
6.13 Degré de polarisation : fluctuations de température 123

C.1 Facteur W_2 pour un atome à deux termes avec FS 146

Liste des tables

3.1 Étoiles AGB observées 46
3.2 Étoiles RSG observées 47
3.3 Étoiles pulsantes observées 48

5.1 Paramètres stellaires : CE Tau & μ Cep 93

6.1 Tableau récapitulatif de quelques W_2 116
6.2 Dynamique photosphérique des étoiles RSG : cibles 124

A.1 Journal des observations de l'étoile RZ Ari 128
A.2 Journal des observations de l'étoile β Peg 128
A.3 Journal des observations de l'étoile β And 128
A.4 Journal des observations de l'étoile EK Boo 129
A.5 Journal des observations de l'étoile α Ori 129
A.6 Journal des observations de l'étoile μ Cep 130
A.7 Journal des observations de l'étoile CE Tau 131
A.8 Journal des observations de l'étoile α^1 Her 131
A.9 Journal des observations de l'étoile ρ Cas 131
A.10 Journal des observations de l'étoile χ Cyg 132
A.11 Journal des observations de l'étoile R Sct 133
A.12 Journal des observations de l'étoile U Mon 134
A.13 Journal des observations de l'étoile AC Her 134
A.14 Journal des observations de l'étoile Z Oph 134

Bibliographie

Albrow, M. D. & Cottrell, P. L. 1996 Contribution functions and the depths of formation of spectral lines in Cepheids. *MNRAS* **278**, 337.

Allen, C. W. 1976 *Astrophysical Quantities*.

Alvarez, R., Jorissen, A., Plez, B., Gillet, D. & Fokin, A. 2000 Envelope tomography of long-period variable stars. I. The Schwarzschild mechanism and the Balmer emission lines. *A&A* **362**, 655–665. arXiv:astro-ph/0010132.

Asensio Ramos, A., Manso Sainz, R., Martínez González, M. J., Viticchié, B., Orozco Suárez, D. & Socas-Navarro, H. 2012 Model Selection for Spectropolarimetric Inversions. *ApJ* **748**, 83. arXiv:1201.5063.

Asensio Ramos, A., Martínez González, M. J. & Rubiño-Martín, J. A. 2007 Bayesian inversion of Stokes profiles. *A&A* **476**, 959–970. arXiv:0709.0596.

Asensio Ramos, A. & Trujillo Bueno, J. 2006 Theory and Modeling of the Zeeman and Paschen-Back Effects in Molecular Lines. *ApJ* **636**, 548–563. arXiv:astro-ph/0510262.

Aurière, M., Donati, J.-F., Konstantinova-Antova, R., Perrin, G., Petit, P. & Roudier, T. 2010 The magnetic field of Betelgeuse : a local dynamo from giant convection cells ? *A&A* **516**, L2. arXiv:1005.4845.

Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Charbonnel, C., Wade, G. A., Tsvetkova, S., Petit, P., Dintrans, B., Drake, N. A., Decressin, T., Lagarde, N., Donati, J.-F., Roudier, T., Lignières, F., Schröder, K.-P., Landstreet, J. D., Lèbre, A., Weiss, W. W. & Zahn, J.-P. 2015 The magnetic fields at the surface of active single G-K giants. *A&A* **574**, A90. arXiv:1411.6230.

Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Espagnet, O., Petit, P., Roudier, T., Charbonnel, C., Donati, J.-F. & Wade, G. A. 2014 Pollux : a stable weak dipolar magnetic field but no planet ? In *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution* (ed. P. Petit, M. Jardine & H. C. Spruit), *IAU Symposium*, vol. 302, pp. 359–362. arXiv:1310.6907.

Aurière, M., López Ariste, A., Mathias, P., Lèbre, A., Josselin, E., Montargès, M., Petit, P., Chiavassa, A., Paletou, F., Fabas, N., Konstantinova-Antova, R., Donati, J.-F., Grunhut, J. H., Wade, G. A., Herpin, F., Kervella, P., Perrin, G. & Tessore, B. 2016 Discovery of a complex linearly polarized spectrum of Betelgeuse dominated by depolarization of the continuum. *A&A* **591**, A119. arXiv:1605.04702.

Bagnulo, S., Landolfi, M., Landstreet, J. D., Landi Degl'Innocenti, E., Fossati, L. & Sterzik, M. 2009 Stellar Spectropolarimetry with Retarder Waveplate and Beam Splitter Devices. *PASP* **121**, 993–1015.

Bailey, J., Kedziora-Chudczer, L., Cotton, D. V., Bott, K., Hough, J. H. & Lucas, P. W. 2015 A high-sensitivity polarimeter using a ferro-electric liquid crystal modulator. *MNRAS* **449**, 3064–3073. arXiv:1503.02236.

Barrick, G., Benedict, T. & Sabin, D. 2010 Correcting polarization crosstalk in the ESPaDOnS spectro-polarimeter. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, *Proc. SPIE*, vol. 7735, p. 77354C.

Belluzzi, L. & Trujillo Bueno, J. 2011 The Impact of Quantum Interference between Different J-levels on Scattering Polarization in Spectral Lines. *ApJ* **743**, 3. arXiv:1109.0424.

Belluzzi, L., Trujillo Bueno, J. & Landi Degl'Innocenti, E. 2015 Radiative Transfer Modeling of the Enigmatic Scattering Polarization in the Solar Na I D1 Line. *ApJ* **814**, 116. arXiv:1511.05801.

Berdyugina, S. V., Braun, P. A., Fluri, D. M. & Solanki, S. K. 2005 The molecular Zeeman effect and diagnostics of solar and stellar magnetic fields. III. Theoretical spectral patterns in the Paschen-Back regime. *A&A* **444**, 947–960.

Bianda, M. & Wiehr, E. 2003 Continuum limb polarization at high spatial resolution. *Astronomische Nachrichten* **324**, 323.

Blazère, A., Petit, P., Lignières, F., Aurière, M., Ballot, J., Böhm, T., Folsom, C. P., Gaurat, M., Jouve, L., Lopez Ariste, A., Neiner, C. & Wade, G. A. 2016 Detection of ultra-weak magnetic fields in Am stars : β Ursae Majoris and θ Leonis. *A&A* **586**, A97. arXiv:1601.01829.

Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983 *Absorption and scattering of light by small particles.*

Borra, E. F., Edwards, G. & Mayor, M. 1984 The magnetic fields of the late-type stars. *ApJ* **284**, 211–222.

Browning, M. K., Miesch, M. S., Brun, A. S. & Toomre, J. 2006 Dynamo Action in the Solar Convection Zone and Tachocline : Pumping and Organization of Toroidal Fields. *ApJ* **648**, L157–L160. arXiv:astro-ph/0609153.

Bruls, J. H. M. J. & Rutten, R. J. 1992 The formation of helioseismology lines. II - Modeling of alkali resonance lines with granulation. *A&A* **265**, 257–267.

Carlin, E. S., Manso Sainz, R., Asensio Ramos, A. & Trujillo Bueno, J. 2012 Scattering Polarization in the Ca II Infrared Triplet with Velocity Gradients. *ApJ* **751**, 5. arXiv:1203.4438.

Charbonnel, C., Decressin, T., Lagarde, N., Gallet, F., Palacios, A., Auriere, M., Konstantinova-Antova, R., Mathis, S., Anderson, R. I. & Dintrans, B. 2017 The magnetic strip(s) in the advanced phases of stellar evolution - Theoretical convective turnover timescale and Rossby number for low- and intermediate-mass stars up to the AGB at various metallicities. *ArXiv e-prints* arXiv:1703.10824.

Chiavassa, A. & Freytag, B. 2015 3D Hydrodynamical Simulations of Evolved Stars and Observations of Stellar Surfaces. In *Why Galaxies Care about AGB Stars III : A Closer Look in Space and Time* (ed. F. Kerschbaum, R. F. Wing & J. Hron), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 497, p. 11. arXiv:1410.3868.

Chiavassa, A., Haubois, X., Young, J. S., Plez, B., Josselin, E., Perrin, G. & Freytag, B. 2010 Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. II. Simulations of convection on Betelgeuse match interferometric observations. *A&A* **515**, A12. arXiv:1003.1407.

Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E. & Freytag, B. 2009 Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. I. interpretation of interferometric observations. *A&A* **506**, 1351–1365. arXiv:0907.1860.

Clarke, D. & Schwarz, H. E. 1984 The polarization of Alpha Orionis. II - Interpretation of narrowband measures. *A&A* **132**, 375–380.

Cotton, D. V., Marshall, J. P., Bailey, J., Kedziora-Chudczer, L., Bott, K., Marsden, S. C. & Carter, B. D. 2017 The intrinsic and interstellar broad-band linear polarization of nearby FGK dwarfs. *MNRAS* **467**, 873–897. arXiv:1701.02890.

Davidson, J. W., Bjorkman, K. S., Hoffman, J. L., Bjorkman, J. E., Nordsieck, K. H., Babler, B. L., Meade, M. R., Wisniewski, J. P. & Lomax, J. R. 2014 The HPOL Spectropolarimeter at Ritter Observatory. *Journal of Astronomical Instrumentation* **3**, 1450009.

Doherty, L. R. 1986 On the polarization of Alpha Orionis. *ApJ* **307**, 261–268.

Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J. D. & Petit, P. 2006 ESPaDOnS : The New Generation Stellar Spectro-Polarimeter. Performances and First Results. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (ed. R. Casini & B. W. Lites), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 358, p. 362.

Donati, J.-F. & Landstreet, J. D. 2009 Magnetic Fields of Nondegenerate Stars. *ARA&A* **47**, 333–370. arXiv:0904.1938.

Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E. & Collier Cameron, A. 1997 Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS* **291**, 658.

Dorch, S. B. F. 2004 Magnetic activity in late-type giant stars : Numerical MHD simulations of non-linear dynamo action in Betelgeuse. *A&A* **423**, 1101–1107. arXiv:astro-ph/0403321.

Dorch, S. B. F. & Freytag, B. 2003 Does Betelgeuse Have a Magnetic Field ? In *Modelling of Stellar Atmospheres* (ed. N. Piskunov, W. W. Weiss & D. F. Gray), *IAU Symposium*, vol. 210, p. A12. arXiv:astro-ph/0208523.

Fabas, N., Lèbre, A. & Gillet, D. 2011 Shock-induced polarized hydrogen emission lines in the Mira star o Ceti. *A&A* **535**, A12. arXiv:1109.6500.

Fluri, D. M. & Stenflo, J. O. 2003 Depolarizing lines in the Sun's spectrum. *A&A* **398**, 763–773.

Fontenla, J. M., Avrett, E. H. & Loeser, R. 1993 Energy balance in the solar transition region. III - Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion. *ApJ* **406**, 319–345.

Freytag, B., Liljegren, S. & Höfner, S. 2017 Global 3D radiation-hydrodynamics models of AGB stars. Effects of convection and radial pulsations on atmospheric structures. *A&A* **600**, A137. arXiv:1702.05433.

Freytag, B., Steffen, M. & Dorch, B. 2002 Spots on the surface of Betelgeuse – Results from new 3D stellar convection models. *Astronomische Nachrichten* **323**, 213–219.

Gillet, D. 1988 The Balmer emission profiles in Mira stars. *A&A* **192**, 206–220.

Goldberg, L., Ramsey, L., Testerman, L. & Carbon, D. 1975 High-resolution profiles of sodium and potassium lines in alpha Orionis. *ApJ* **199**, 427–431.

Gray, R. O. & Corbally, J., C. 2009 *Stellar Spectral Classification*.

Grunhut, J. H., Wade, G. A., Hanes, D. A. & Alecian, E. 2010 Systematic detection of magnetic fields in massive, late-type supergiants. *MNRAS* **408**, 2290–2297. arXiv:1006.5891.

Harper, G. M., Brown, A. & Lim, J. 2001 A Spatially Resolved, Semiempirical Model for the Extended Atmosphere of α Orionis (M2 Iab). *ApJ* **551**, 1073–1098.

Hartmann, L. & Avrett, E. H. 1984 On the extended chromosphere of Alpha Orionis. *ApJ* **284**, 238–249.

Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., Verhoelst, T., Meimon, S., Mugnier, L., Thiébaut, E., Berger, J. P., Ridgway, S. T., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R. & Traub, W. 2009 Imaging the spotty surface of <ASTROBJ>Betelgeuse</ASTROBJ> in the H band. *A&A* **508**, 923–932. arXiv:0910.4167.

Holzreuter, R., Fluri, D. M. & Stenflo, J. O. 2005 Scattering polarization in strong chromospheric lines. I. Explanation of the triplet peak structure. *A&A* **434**, 713–724.

Hubeny, I. & Mihalas, D. 2014 *Theory of Stellar Atmospheres*.

Josselin, E., Lambert, J., Aurière, M., Petit, P. & Ryde, N. 2015 Atmospheres, magnetism, mass loss of red supergiant stars. In *Polarimetry* (ed. K. N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno & M. Jesús Martínez González), *IAU Symposium*, vol. 305, pp. 299–300.

Josselin, E. & Plez, B. 2007 Atmospheric dynamics and the mass loss process in red supergiant stars. *A&A* **469**, 671–680. arXiv:0705.0266.

Kippenhahn, R., Weigert, A. & Weiss, A. 2012 *Stellar Structure and Evolution*.

Kochukhov, O., Makaganiuk, V. & Piskunov, N. 2010 Least-squares deconvolution of the stellar intensity and polarization spectra. *A&A* **524**, A5. arXiv:1008.5115.

Konstantinova-Antova, R., Auríere, M., Charbonnel, C., Wade, G., Kolev, D., Antov, A., Tsvetkova, S., Schröder, K.-P., Drake, N. A., Petit, P., de Medeiros, J.-R., Lébre, A., Zhilyaev, B., Verlyuk, I., Svyatogorov, O., Gershberg, R. E., Lovkaya, M., Bogdanovski, R., Stateva, I., Cabanac, R., Avgoloupis, S., Contadakis, M. E. & Seiradakis, J. 2013 Magnetic activity in stars on the giant branches : Twenty years of observations. *Bulgarian Astronomical Journal* **19**, 14.

Kostogryz, N. M., Milic, I., Berdyugina, S. V. & Hauschildt, P. H. 2016 Center-to-limb variation of intensity and polarization in continuum spectra of FGK stars for spherical atmospheres. *A&A* **586**, A87. arXiv:1511.07213.

Landi Degl'Innocenti, E. & Landolfi, M., ed. 2004 *Polarization in Spectral Lines*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 307.

Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., Gillet, D., Herpin, F., Konstantinova-Antova, R. & Petit, P. 2014 Search for surface magnetic fields in Mira stars. First detection in χ Cygni. *A&A* **561**, A85. arXiv:1310.4379.

Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., Gillet, D., Josselin, E., Mathias, P. & Petit, P. 2015 Full Stokes IQUV spectropolarimetry of AGB and post-AGB stars : probing surface magnetism and atmospheric dynamics. In *Polarimetry* (ed. K. N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno & M. Jesús Martínez González), *IAU Symposium*, vol. 305, pp. 47–52.

Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., Plez, B., Josselin, E., Maeder, A. & Meynet, G. 2005 The Effective Temperature Scale of Galactic Red Supergiants : Cool, but Not As Cool As We Thought. *ApJ* **628**, 973–985. arXiv:astro-ph/0504337.

Magain, P. 1986 Contribution functions and the depths of formation of spectral lines. *A&A* **163**, 135–139.

Mathys, G., Hubrig, S., Landstreet, J. D., Lanz, T. & Manfroid, J. 1997 The mean magnetic field modulus of AP stars. *A&AS* **123**.

Mayor, M. 1980 Metal abundances of F and G dwarfs determined by the radial velocity scanner CORAVEL. *A&A* **87**, L1.

Mishchenko, M. I., Hovenier, J. W. & Travis, L. D. 2000 *Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements, and applications.*

Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., Chiavassa, A. & Aurière, M. 2015 The Convection of Close Red Supergiant Stars Observed With Near-Infrared Interferometry. In *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 71, pp. 243–247. arXiv:1512.03314.

Morin, J. 2010 Processus dynamos dans les étoiles entièrement convectives. PhD thesis, LATT, Université de Toulouse, CNRS, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France.

Morin, J. 2012 Magnetic Fields from Low-Mass Stars to Brown Dwarfs. In *EAS Publications Series* (ed. C. Reylé, C. Charbonnel & M. Schultheis), *EAS Publications Series*, vol. 57, pp. 165–191. arXiv:1208.3363.

Morin, J., Donati, J.-F., Forveille, T., Delfosse, X., Dobler, W., Petit, P., Jardine, M. M., Collier Cameron, A., Albert, L., Manset, N., Dintrans, B., Chabrier, G. & Valenti, J. A. 2008*a* The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg. *MNRAS* **384**, 77–86. arXiv:0711.1418.

Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., Delfosse, X., Forveille, T., Albert, L., Aurière, M., Cabanac, R., Dintrans, B., Fares, R., Gastine, T., Jardine, M. M., Lignières, F., Paletou, F., Ramirez Velez, J. C. & Théado, S. 2008*b* Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs. *MNRAS* **390**, 567–581. arXiv:0808.1423.

Nordlund, Å., Stein, R. F. & Asplund, M. 2009 Solar Surface Convection. *Living Reviews in Solar Physics* **6**, 2.

Parker, E. N. 1955 Hydromagnetic Dynamo Models. *ApJ* **122**, 293.

Pereyra, A., Rodrigues, C. V. & Martioli, E. 2015 Measuring the continuum polarization with ESPaDOnS. *A&A* **573**, A133. arXiv:1406.0556.

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. 1992 *Numerical recipes in C. The art of scientific computing.*

Rees, D. E. & Semel, M. D. 1979 Line formation in an unresolved magnetic element - A test of the centre of gravity method. *A&A* **74**, 1–5.

Reiners, A. 2008 Ludwig Biermann Award Lecture II : At the Bottom of the Main Sequence Activity and Magnetic Fields Beyond the Threshold to Complete Convection (With 7 Figures). In *Reviews in Modern Astronomy* (ed. S. Röser), *Reviews in Modern Astronomy*, vol. 20, p. 40. arXiv:0712.2357.

Reiners, A. 2012 Observations of Cool-Star Magnetic Fields. *Living Reviews in Solar Physics* **9**, 1. arXiv:1203.0241.

Reiners, A. & Basri, G. 2006 Measuring Magnetic Fields in Ultracool Stars and Brown Dwarfs. *ApJ* **644**, 497–509. arXiv:astro-ph/0602221.

Roudier, T., Rieutord, M., Malherbe, J. M., Renon, N., Berger, T., Frank, Z., Prat, V., Gizon, L. & Švanda, M. 2012 Quasi full-disk maps of solar horizontal velocities using SDO/HMI data. *A&A* **540**, A88. arXiv:1203.0514.

Sabin, L., Wade, G. A. & Lèbre, A. 2015 First detection of surface magnetic fields in post-AGB stars : the cases of U Monocerotis and R Scuti. *MNRAS* **446**, 1988–1997. arXiv:1410.6224.

Schwarzschild, M. 1975 On the scale of photospheric convection in red giants and supergiants. *ApJ* **195**, 137–144.

Semel, M. 1989 Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *A&A* **225**, 456–466.

Shenoy, D., Humphreys, R. M., Jones, T. J., Marengo, M., Gehrz, R. D., Helton, L. A., Hoffmann, W. F., Skemer, A. J. & Hinz, P. M. 2016 Searching for Cool Dust in the Mid-to-far Infrared : The Mass-loss Histories of the Hypergiants μ Cep, VY CMa, IRC+10420, and ρ Cas. *AJ* **151**, 51. arXiv:1512.01529.

Shulyak, D., Reiners, A., Seemann, U., Kochukhov, O. & Piskunov, N. 2014 Exploring the magnetic field complexity in M dwarfs at the boundary to full convection. *A&A* **563**, A35. arXiv:1401.5250.

Shulyak, D., Seifahrt, A., Reiners, A., Kochukhov, O. & Piskunov, N. 2011 Rotation, magnetism and metallicity of M dwarf systems. *MNRAS* **418**, 2548–2557. arXiv:1108.3465.

Siess, L., Dufour, E. & Forestini, M. 2000 An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. *A&A* **358**, 593–599. arXiv:astro-ph/0003477.

Stenflo, J. O. 2005 Polarization of the Sun's continuous spectrum. *A&A* **429**, 713–730.

Stenflo, J. O. 2013 Solar magnetic fields as revealed by Stokes polarimetry. *A&A Rev.* **21**, 66. arXiv:1309.5454.

Stenflo, J. O. & Keller, C. U. 1997 The second solar spectrum. A new window for diagnostics of the Sun. *A&A* **321**, 927–934.

Stokes, G. G. 1852 On the Change of Refrangibility of Light. *Phil. Trans.* **142**, 463–562.

Tessore, B., Lèbre, A. & Morin, J. 2015 Spectropolarimetric study of the cool RV Tauri star R Scuti. In *SF2A-2015 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics* (ed. F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy & P. Petit), pp. 429–433.

Tessore, B., Lòpez-Ariste, A., Mathias, P., Lèbre, A., Morin, J. & Josselin, E. 2017 Detection of the linearly polarised spectrum of the red supergiant star alpha Ori. *ArXiv e-prints* arXiv:1702.02002.

Trujillo Bueno, J. 2005 Quantum Spectropolarimetry and the Sun's Hidden Magnetism. In *The Dynamic Sun : Challenges for Theory and Observations*, *ESA Special Publication*, vol. 600, p. 7.1.

Trujillo Bueno, J. & Shchukina, N. 2009 Three-dimensional Radiative Transfer Modeling of the Polarization of the Sun's Continuous Spectrum. *ApJ* **694**, 1364–1378. arXiv:0812.3494.

Uitenbroek, H. 2001 Multilevel Radiative Transfer with Partial Frequency Redistribution. *ApJ* **557**, 389–398.

Uitenbroek, H., Dupree, A. K. & Gilliland, R. L. 1998 Spatially Resolved Hubble Space Telescope Spectra of the Chromosphere of alpha Orionis. *AJ* **116**, 2501–2512.

Vidotto, A. A. 2016 The magnetic field vector of the Sun-as-a-star. *MNRAS* **459**, 1533–1542. arXiv:1603.09226.

Vlemmings, W. H. T. 2014 Magnetic fields around AGB stars and Planetary Nebulae. In *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution* (ed. P. Petit, M. Jardine & H. C. Spruit), *IAU Symposium*, vol. 302, pp. 389–397.

Vogt, S. S. 1987 Doppler images of rotating stars from high precision spectroscopy. In *Liege International Astrophysical Colloquia* (ed. J.-P. Swings, J. Collin & E. J. Wampler), *Liege International Astrophysical Colloquia*, vol. 27, pp. 317–325.

Yadav, R. K., Christensen, U. R., Morin, J., Gastine, T., Reiners, A., Poppenhaeger, K. & Wolk, S. J. 2015 Explaining the Coexistence of Large-scale and Small-scale Magnetic Fields in Fully Convective Stars. *ApJ* **813**, L31. arXiv:1510.05541.

Zahn, J.-P. 1992 Circulation and turbulence in rotating stars. *A&A* **265**, 115–132.

Liste des publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

1. *Discovery of a complex linearly polarized spectrum of Betelgeuse dominated by depolarization of the continuum*
   M. Aurière., A. López Ariste., P. Mathias., A. Lèbre., E. Josselin., M. Montargès., P. Petit., A. Chiavassa., F. Paletou., N. Fabas., R. Konstantinova-Antova., J-F. Donati., J. H. Grunhut., G. A. Wade., F. Herpin., P. Kervella., G. Perrin., **B. Tessore.**,
   2016, A&A, 591, A119 [ADS link]
2. *Measuring surface magnetic fields of red supergiant stars*
   B. Tessore., A. Lèbre., J. Morin., P. Mathias., M. Aurière., and E. Josselin.,
   2017, A&A, 603, A129 [ADS link], [arXiv:1702.02002]
3. *The convective photosphere of CE Tau I. VLTI/PIONIER H band interferometric imaging*
   M. Montargès., R. Norris., **B. Tessore**., A. Lèbre., and F. Baron
   under revision, to be submitted to A&A

Articles soumis ou en préparation

1. *Continnum polarisation of cool evolved stars*
   B. Tessore., A. López Ariste., J. Morin., and E. Josselin.,
   in preparation, to be submitted to A&A
2. *Evolution of the magnetic field of Betelgeuse over 2009 – 2017*
   P. Mathias., M. Aurière., A. López Ariste., P. Petit., J. Grunhut., G. Wade., **B. Tessore**., E. Josselin., A. Chiavassa., A. Lèbre., J. Morin., M. Montargès., R. Konstantinova-Antova., J.-F. Donati., F. Herpin., P. Kervella., G. Perrin.,
   in preparation, to be submitted to A&A

Actes de conférence

1. *Spectropolarimetric study of the cool RV Tauri star R Scuti*
   B. Tessore., A. Lèbre., and J. Morin.,
   2015, A&A, [ADS link]
2. *Detection of the linearly polarised spectrum of the red supergiant star α Ori*
   Conference proceeding of the 8th Solar Polarization Workshop
   B. Tessore., A. López Ariste., P. Mathias., A. Lèbre., J. Morin., and E. Josselin.,
   2017, ASP, [arXiv:1702.02002]
3. *Surface magnetic field detection in M type supergiant stars : the non uniqueness of Betelgeuse*
   Conference proceeding of the 19th Cool Stars
   B. Tessore., E. Josselin., A. Lèbre., J. Morin., A. López Ariste., M. Aurière., P. Mathias., and P. Petit.,
   2017, A&A

A&A 591, A119 (2016)
DOI: 10.1051/0004-6361/201628077
© ESO 2016

Astronomy & Astrophysics

Discovery of a complex linearly polarized spectrum of Betelgeuse dominated by depolarization of the continuum*

M. Aurière[1,2], A. López Ariste[1,3], P. Mathias[1,2], A. Lèbre[4], E. Josselin[4], M. Montargès[5,6], P. Petit[1,3], A. Chiavassa[7], F. Paletou[1,3], N. Fabas[8], R. Konstantinova-Antova[9], J.-F. Donati[1,3], J. H. Grunhut[10], G. A. Wade[11], F. Herpin[12,13], P. Kervella[6,14], G. Perrin[6], and B. Tessore[4]

[1] Université de Toulouse, UPS-OMP, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 31028 Toulouse Cedex 4, France
e-mail: michel.auriere@irap.omp.eu
[2] CNRS, UMR 5277, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 57 avenue d'Azereix, 65000 Tarbes, France
[3] CNRS, UMR 5277, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France
[4] LUPM, UMR 5299, CNRS and Université Montpellier, Place E. Bataillon, 34090 Montpellier, France
[5] Institut de Radioastronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin d'Hères, France
[6] LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS UMR 8109, Sorbonne Universités, UPMC, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[7] Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Bvd de L'Observatoire CS 34229, 06004 Nice Cedex 4, France
[8] Kiepenheuer-Institut for Sonnenphysik, 79 104 Freiburg, Germany
[9] Institute of Astronomy and NAO, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tsarigradsko shose, 1784 Sofia, Bulgaria
[10] European Southern Observatories, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany
[11] Department of Physics, Royal Military College of Canada, PO Box 17000, Station "Forces", Kingston, Ontario, K7K 4B4, Canada
[12] Université de Bordeaux, LAB, UMR 5804, 33270 Floirac, France
[13] CNRS, LAB, UMR 5804, 33270 Floirac, France
[14] Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía (UMI 3386), CNRS/INSU, France & Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile

Received 5 January 2016 / Accepted 3 May 2016

ABSTRACT

Context. Betelgeuse is an M supergiant that harbors spots and giant granules at its surface and presents linear polarization of its continuum.

Aims. We have previously discovered linear polarization signatures associated with individual lines in the spectra of cool and evolved stars. Here, we investigate whether a similar linearly polarized spectrum exists for Betelgeuse.

Methods. We used the spectropolarimeter Narval, combining multiple polarimetric sequences to obtain high signal-to-noise ratio spectra of individual lines, as well as the least-squares deconvolution (LSD) approach, to investigate the presence of an averaged linearly polarized profile for the photospheric lines.

Results. We have discovered the existence of a linearly polarized spectrum for Betelgeuse, detecting a rather strong signal (at a few times 10^{-4} of the continuum intensity level), both in individual lines and in the LSD profiles. Studying its properties and the signal observed for the resonant Na I D lines, we conclude that we are mainly observing depolarization of the continuum by the absorption lines. The linear polarization of the Betelgeuse continuum is due to the anisotropy of the radiation field induced by brightness spots at the surface and Rayleigh scattering in the atmosphere. We have developed a geometrical model to interpret the observed polarization, from which we infer the presence of two brightness spots and their positions on the surface of Betelgeuse. We show that applying the model to each velocity bin along the Stokes Q and U profiles allows the derivation of a map of the bright spots. We use the Narval linear polarization observations of Betelgeuse obtained over a period of 1.4 yr to study the evolution of the spots and of the atmosphere.

Conclusions. Our study of the linearly polarized spectrum of Betelgeuse provides a novel method for studying the evolution of brightness spots at its surface and complements quasi-simultaneous observations obtained with PIONIER at the VLTI.

Key words. stars: individual: Betelgeuse – supergiants – stars: massive – polarization

1. Introduction

The study of the linearly polarized spectrum of the Sun enabled the discovery of a very rich variety of structures which opened up "a new window for diagnostics of the Sun" (Stenflo 1997). This spectrum is composed of structures resulting partly from intrinsic polarization of the lines and also from the depolarization of the continuum by the absorption lines. The existence of this "second solar spectrum" is due to the existence of anisotropy of the radiation field, induced by limb darkening. In the stellar case, it is considered to be very difficult to observe the second solar spectrum, since in general distant stars present a symmetric aspect (e.g. López Ariste et al. 2011). However, in the case of cool

* Based on observations obtained at the Télescope *Bernard Lyot* (TBL) at Observatoire du Pic du Midi, CNRS/INSU and Université de Toulouse, France.

and evolved low- and intermediate-mass stars, linear polarization has already been reported in individual lines of variable Mira stars: in the Balmer hydrogen lines (McLean & Coyne 1978; Fabas et al. 2011; Fabas 2011) and in the resonance line of Ca I at 422.6 nm (Boyle et al. 1986). In addition Lèbre et al. (2014) discovered as yet unexplained nonzero Stokes Q and U signals when averaging a mean profile about 10 000 atomic lines of the Mira star χ Cyg observed at a luminosity maximum, using the least squares deconvolution (LSD) approach (Donati et al. 1997). Similar LSD signals as well as intrinsic polarization in individual lines such as Na I D2 and Sr I at 460.7 nm were discovered in other Miras and RV Tauri stars (Lèbre et al. 2015). It therefore appears that anisotropy of the radiation field may also exist in very evolved cool stars, and that a rich linearly polarized spectrum does exist in these pulsating variable stars.

We report here the subsequent study of the linearly polarized spectrum of Betelgeuse (α Ori, HD 39801) which is a nearby M2 Iab supergiant, and which may be considered as a high-mass counterpart to the evolved AGB stars (as are the Miras). Being one of the stars with the largest apparent diameters, it has naturally deserved direct imaging and interferometric studies of its surface, which was found to deviate from circular symmetry and to present variable behavior (Wilson et al. 1997; Haubois et al. 2009; Kervella et al. 2015). A surface magnetic field has also been detected which appears to vary on a timescale of weeks/months (Aurière et al. 2010; Petit et al. 2013; Bedecarrax et al. 2013; Mathias et al., in prep.). In this paper, we demonstrate that Stokes QU observations reveal a rich linearly polarized spectrum suitable for analysis using both individual and averaged spectral line profiles.

In Sect. 2 we present the Narval spectropolarimetric observations, in Sect. 3 we describe the detection of the linear polarization signal and we show that the detected signal is of stellar origin. In Sect. 4 we infer the origin of the polarization together with some of its properties. Finally, we present a geometric model in Sect. 5, study the variations of the linear polarization with time in Sect. 6, and give our conclusions in Sect. 7.

2. Observations with Narval

Observations of Betelgeuse were obtained at the 2 m Télescope *Bernard Lyot* (TBL) using the Narval spectropolarimeter, which is a twin of the ESPaDOnS instrument at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT; Donati 2003; Donati et al. 2006). The observations that include linear polarization span from November 2013 to April 2015. A standard polarization observation consists of a series of four sub-exposures between which the half-wave retarders (Fresnel rhombs) are rotated to exchange the paths of the orthogonally-polarized beams within the whole instrument (and therefore the positions of the two spectra on the Charge-Couple Device (CCD)), thereby reducing spurious polarization signatures. To avoid saturation of the CCD, we used 3 s exposure times for each sub-exposure. The extraction of the spectra, including wavelength calibration, correction to the heliocentric frame and continuum normalization, was performed using the Libre-ESpRIT package (Donati et al. 1997), installed both at CFHT and TBL. The extracted spectra are in ASCII format, and consist of the normalized Stokes I (I/I_c) spectrum and Stokes Q, U (Q/I_c, U/I_c) parameters as a function of wavelength, together with their associated uncertainties (where I_c represents the continuum intensity). In the Libre-ESpRIT reduction the continuum polarization level is automatically removed. In the case of Betelgeuse for which a polarized continuum does exist (see Sect. 4.1), the level of polarization of the continuum cannot be recovered accurately from our spectra since Narval is not designed for this purpose. Also included in the output are "diagnostic null" spectra N, which are in principle featureless, and therefore serve to diagnose the presence of spurious contributions to the polarized spectra. Each single spectrum used in this work has a peak signal-to-noise ratio (S/N) in Stokes I per 1.8 km s^{-1} spectral bin between 1700 and 2100. Details of the observation and reduction procedures are provided by Donati et al. (1997) and Aurière et al. (2010, 2009). Table 1 reports the log of observations.

To obtain a high precision diagnosis of the spectral line polarization, the LSD approach (Donati et al. 1997) was applied to each reduced Stokes I, Q and U spectrum. We used a solar abundance line mask calculated from data provided by the Vienna Atomic Line Database (VALD, Kupka et al. 1999) for an effective temperature of 3750 K, surface gravity $\log g = 0.0$, and a microturbulence of 4.0 km s^{-1}, consistent with the physical parameters of Betelgeuse (Josselin & Plez 2007; Lambert et al. 1984). The complete mask contains about 15 000 atomic lines with a central depth greater than 40% of the continuum (which are below 60% of the continuum). Specific elements with transitions expected to trace a shocked region, a chromosphere or a circumstellar medium (such as H , Ca I, Na I) have not been considered in the mask. As supported by the works of Semel et al. (2009) and Paletou (2012) for linear polarization due to diffusion processes, we adopted an equal weight for each atomic line considered in the mask. This allows very strong detections of linear polarization in each LSD profile. On the other hand, to study the polarization of individual lines required the averaging of 8 Q and 8 U spectra.

In the final eight columns of Table 1 we give the polarimetric parameters related to two bright spots inferred from our measurements (see Sect. 5.): observed maximum of linear polarization $P_L = \sqrt{Q^2 + U^2}$, polarization angle θ, position angle χ, and projection angle to disk center μ, as described in Sect. 5.

3. Stellar origin of the linearly polarized spectrum of Betelgeuse

Figure 1 shows the averaged LSD profiles obtained in November–December 2013 and January 2014 (hereafter named Set 1), and September 2014 (hereafter named Set 2). Note that both sets consist of the average of eight Stokes Q and U profiles (Table 1). Figure 1 shows that the Stokes Q and U signals full amplitude are up to the 7–9 $\times$ 10^{-4} level and centered on the mean I profile. For clarity, we also show the heliocentric radial velocity of Betelgeuse (HRV hereafter), about 21 km s^{-1} (Mathias et al., in prep.). For comparison, the circular polarization Stokes V signal obtained during the same nights is about ten times weaker than the linear polarization (Mathias et al., in prep.; see also Aurière et al. 2010). Finally, Fig. 1 presents, at the same scale, the null polarization profiles N: they do not show any signal above the noise level of a few 10^{-5}. Since these profiles (including Stokes V) are obtained from different combinations of spectra acquired through the same rhombs but with different orientations, it demonstrates that the linear polarization observed in Betelgeuse is not a spurious signal due to Narval. This statement is also supported by the non detection of linear polarization in AGB stars which is described later in this section.

Figure 2 illustrates, for the same sets of data shown in Fig. 1, the linear polarization spectrum in the region of the D1 and D2 Na I lines (we recall that for all the presented polarized spectra the continuum polarization level is set to zero). In addition

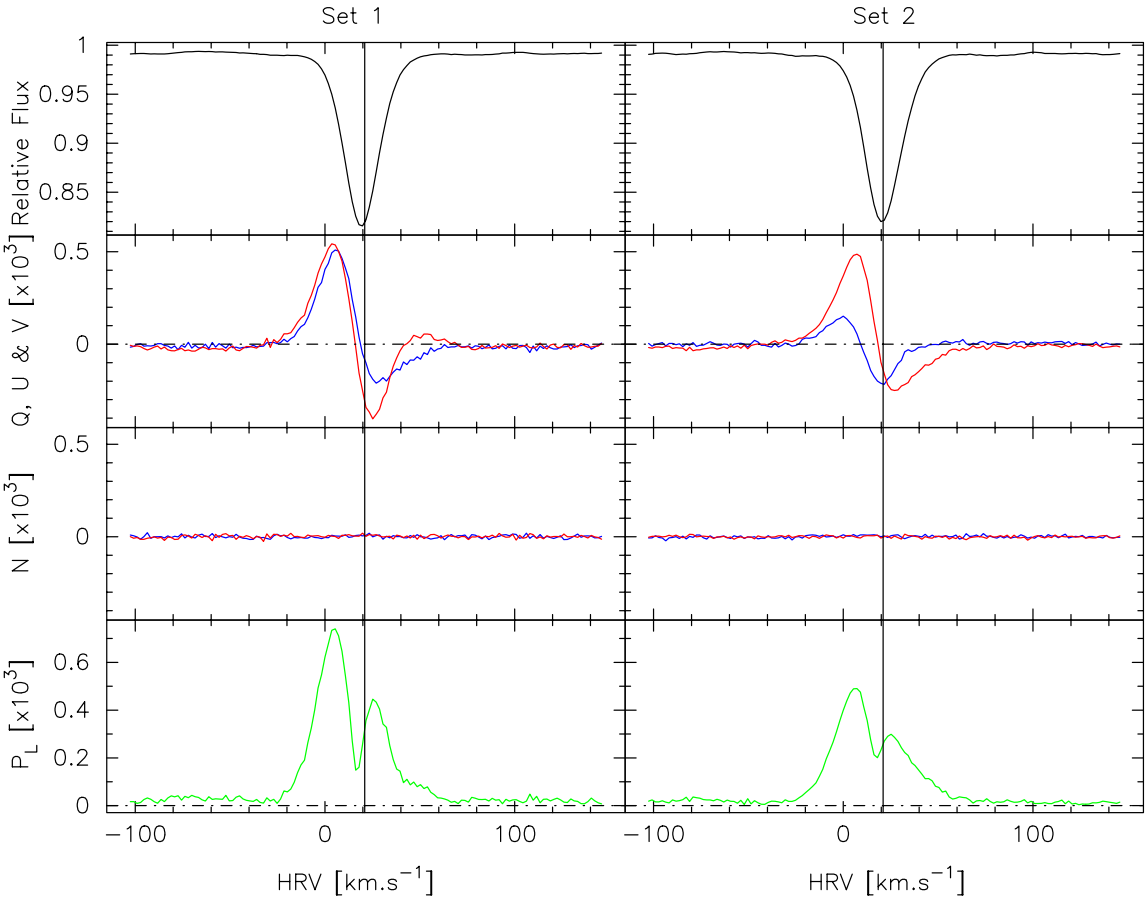


Fig. 1. Stokes I, Q, U and null polarization N LSD profiles of Betelgeuse for November–December 2013–January 2014 (*left*, Set 1) and September 2014 (*right*, Set 2). The *upper panel* shows $I_{Q,U}$ intensity profiles, the *second panel* shows Stokes QU profiles, the *third panel* shows the null polarization $N_{Q,U}$ profiles and the *bottom panel* shows the linear polarization $P_L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ profiles (blue for Stokes Q and red for Stokes U). The vertical lines correspond to Betelgeuse's heliocentric radial velocity.

Table 1. Log of observations of Betelgeuse and polarimetric measurements (for details, see Sects. 2 and 5).

Date	Stokes	P_{L1} 10^{-4}	θ_1 °	χ_1 °	μ_1 °	P_{L2} 10^{-4}	θ_2 °	χ_2 °	μ_2 °
27 November 2013 ∈ Set 1	$2Q2U$	6.8	23.2	113.2	73.0	3.4	122.0	212.0	84.0
11 December 2013 ∈ Set 1	$2Q2U$	8.4	22.0	112.0	73.0	4.3	120.1	210.1	81.9
20 December 2013 ∈ Set 1	$2Q2U$	8.3	22.7	112.7	73.0	4.7	121.3	211.3	81.9
09 January 2014 ∈ Set 1	$2Q2U$	6.0	24.9	114.9	70.8	4.9	124.5	214.5	84.0
08 April 2014	$1Q1U$	4.7	26.7	116.7	66.4	4.2	103.7	193.7	81.9
12–13 September 2014 ≡ Set 2	$8Q8U$	5.8	39.4	129.4	73.0	3.5	119.2	209.2	84.0
16 October 2014	$8Q8U$	4.5	35.2	125.2	79.4	3.4	103.3	193.3	79.4
23 October 2014	$8Q8U$	3.6	37.0	127.0	81.4	3.6	103.3	193.3	81.4
20 November 2014	$8Q8U$	4.9	45.0	135.0	79.4	2.8	112.5	202.5	77.7
18 December 2014	$8Q8U$	5.1	51.9	141.9	77.2	2.9	125.3	215.3	79.8
03 March 2015	$8Q8U$	2.7	68.7	158.7	77.2	2.9	146.9	236.9	77.7
13 April 2015	$8Q8U$	5.1	90.4	180.4	75.1	2.2	161.8	251.8	75.6

Notes. Columns present the date, the number of Stokes QU spectra obtained, then for the two spots (spot1 and spot2 modeled in Sect. 5) the observed maximum of linear polarization P_L, polarization angle θ, position angle χ, and projection angle μ.

to the Na I D lines, this figure also shows a blend of lines of Ni I and Fe I (at 589.3 nm, between D2 and D1) and a line of Ti I at 589.9 nm. Other examples of photospheric lines are presented in Fig. 3. The structure of the individual polarized lines is similar to that of the LSD profiles (the case of the resonance lines of Na I will be studied in Sect. 4.2). Slow time variations from November 2013 to April 2015 of QU individual and LSD profiles are observed (see Sect. 6.1 and Fig. 8). These observations suggest that the polarized signal is related to the lines of Betelgeuse.

The linear polarization spectrum of cool evolved stars has already been detected using the LSD method in a number of Miras (Lèbre et al. 2014, 2015) and RV Tauri stars (Sabin et al. 2015; Lèbre et al. 2015). In these cases, the polarization seems to be

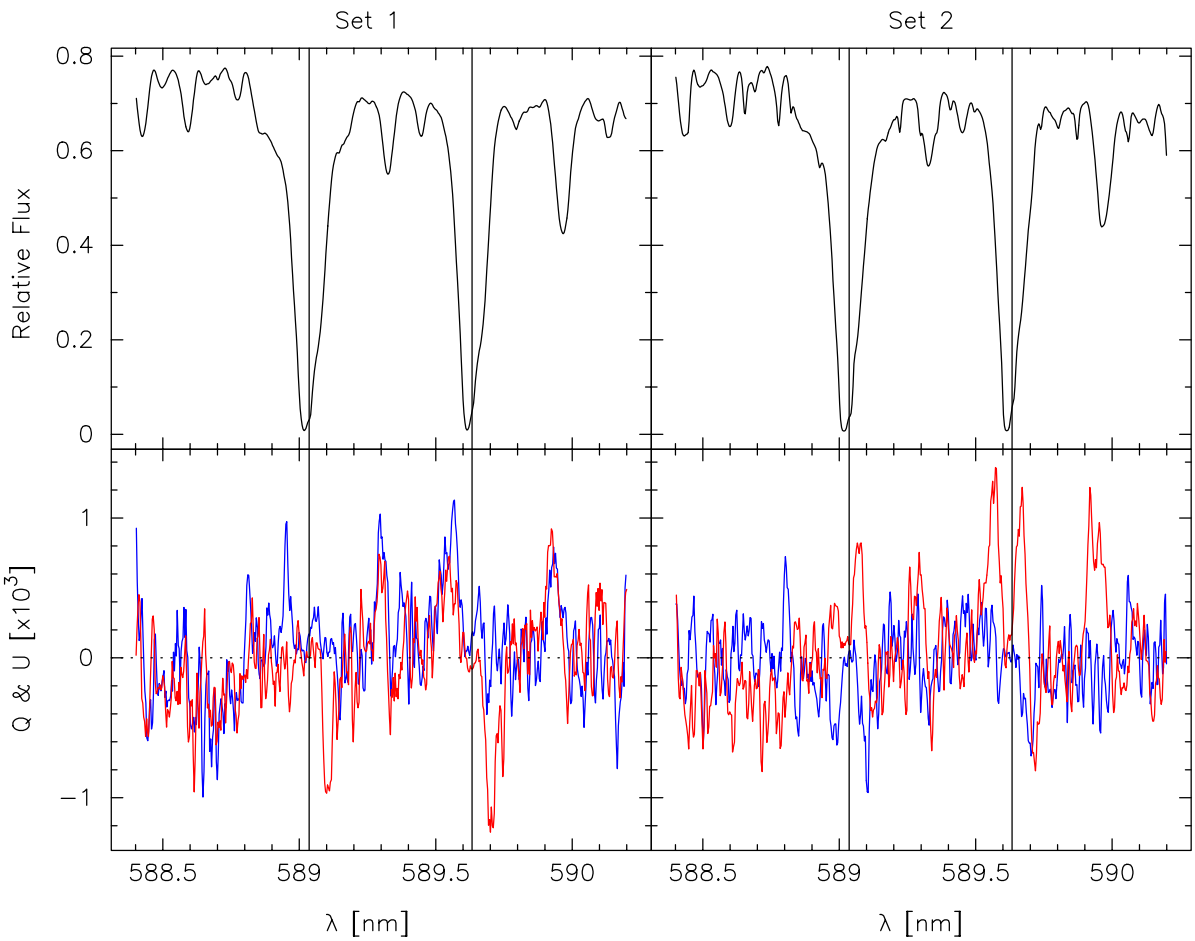


Fig. 2. Linearly polarized spectrum of Betelgeuse (with the continuum polarization level set to zero) around the Na I lines D2 (588.9 nm) and D1 (589.6 nm) for Set 1 (*left*) and Set 2 (*right*). In addition a blend of lines of Ni I and Fe I (at 589.3 nm, between D2 and D1) and a line of Ti I at 589.9 nm are visible. The *upper spectrum* shows Stokes I and the *lower spectra* show Stokes Q (blue) and Stokes U (red). The vertical lines correspond to the position of the Na I D lines in the stellar rest frame.

linked to the atmospheric shock wave (Fabas et al. 2011) since its shape changes with pulsation phase, being maximum near maximum brightness, which corresponds to the shock passage through the atmosphere. The Q and U profiles change from one Mira star to another and, for a given star, from one cycle to another. On the other hand, no linear polarization was detected at the 5×10^{-5} level on four magnetic, non-pulsating, AGB stars of about the same effective temperature (namely β Peg, 15 Tri, 8 And and β And) studied with Narval (Lèbre et al., in prep.). For these stars, a significant Zeeman Stokes V signal has been observed previously (Konstantinova-Antova et al. 2010, 2013).

The observations reported above show that the linearly polarized spectrum of Betelgeuse, as well as that observed in Miras and RV Tauri stars, is not due to a spurious signal from the polarimeters but has a stellar origin. In addition, all stars for which linear polarization in the photospheric lines has been detected belong to a category of cool stars for which linear polarization of the continuum has also been observed.

At this point we can argue that this linear polarization is not of Zeeman origin: it is much stronger than the circular polarization observed in Betelgeuse, whereas Zeeman linear polarization is typically ten times smaller than the associated circular polarization (e.g. Wade et al. 2000; Rosén et al. 2013, 2015). We will also show in Sect. 4 that the polarization decreases with wavelength, a phenomenon that is also in contradiction with a Zeeman origin.

4. Interpretation of the linear polarization in the atomic lines of Betelgeuse

4.1. Linear polarization of the continuum of Betelgeuse and its depolarization by atomic lines

Betelgeuse is known to present linear polarization of its continuum beyond the 0.5% level in the blue (e.g. Hayes 1984; Clarke & Schwarz 1984; Nordsieck et al. 1994; Magalhaes & Nordsieck 2000, for the most recent studies). This is a clear sign of the existence of anisotropy in the radiation field: it is generally believed that the linear polarization of the continuum is mainly due to photospheric Rayleigh scattering and Mie scattering by circumstellar dust with an anisotropy induced by one or several brightness spots (Schwarz & Clarke 1984; Clarke & Schwarz 1984; Doherty 1986; Magalhaes & Nordsieck 2000).

From our high S/N, high resolution linearly polarized spectra of Betelgeuse, we observe significant linear polarization signal associated with most of the relatively strong lines. This behavior is reminiscent of that observed on the Sun and called the "second solar spectrum", except that for the latter the anisotropy of the radiation field is due to limb darkening (Stenflo et al. 2000b). The second solar spectrum has two main contributions (Stenflo et al. 1983a): i) depolarization of the continuum by the lines; ii) intrinsic polarization of individual lines. While the majority of the lines are expected to depolarize the continuum

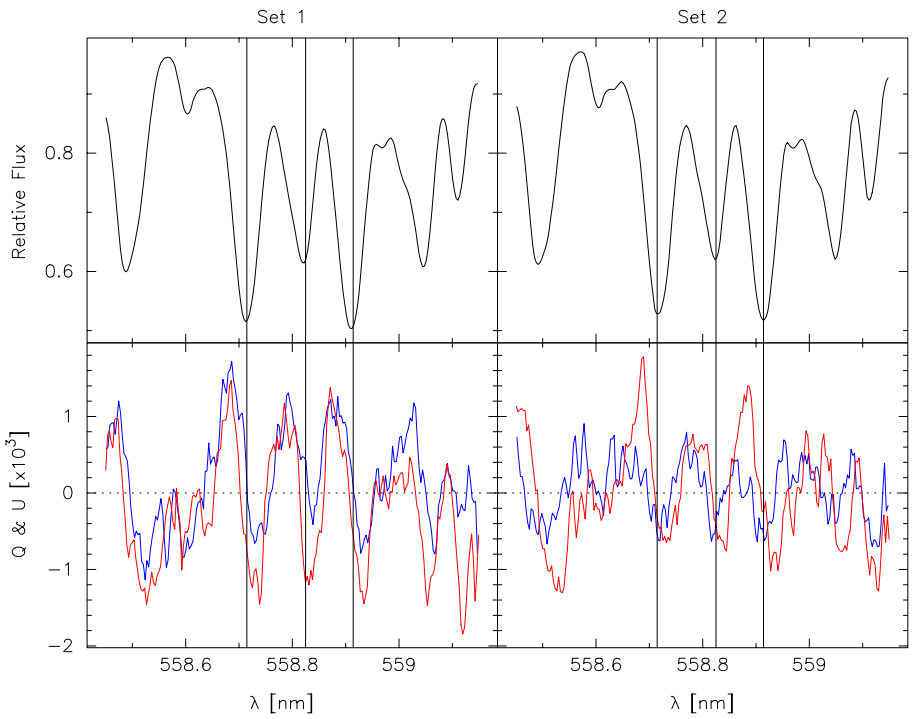


Fig. 3. Linearly polarized spectrum of Betelgeuse (with the continuum polarization level set to zero) around the Fe I (558.7 nm), Ni I (558.8 nm) & Ca I (558.9 nm) in Set 1 (*left*) and Set 2 (*right*). The *upper spectrum* shows Stokes I (intensity) and the *lower spectra* show Stokes Q (blue) and Stokes U (red). The vertical lines correspond to the positions of the Fe I, Ni I and Ca I lines in the stellar rest frame.

(Fluri & Stenflo 2003), only a small number of them are expected to provide significant intrinsic polarization contributions (Stenflo et al. 1983a,b). While explaining the origin of the intrinsic polarization of individual lines is the subject of many publications, the case of the depolarization of the continuum is less well documented in the literature. This is because each intrinsic line polarization is unique and has to be explained by atomic physics; furthermore the involved coherent scattering is sensitive to magnetic field through the Hanlé effect (e.g. Stenflo 2009) which has been applied to the investigation of weak fields on the Sun. On the other hand the physics involved in the process of line depolarization is the same for all the lines. We propose two levels of interpretation: Stenflo et al. (1983a) present empirical relationships which show that "the polarization line profiles of depolarizing lines appear to have approximately the same shape as their corresponding intensity profiles"; then Fluri & Stenflo (2003) present a theoretical analysis of the depolarizing lines; their properties may be also inferred from the work of Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004) from which it can be derived that the depolarization is mainly due to absorption and spontaneous re-emission of any photon by the atom at the origin of the spectral line: this is an incoherent process which emits an unpolarized photon, whatever the incident photon is polarized or unpolarized. In the present work the process that we call "depolarization of the continuum" of Betelgeuse is the same as that described above for the Sun.

In all our observations of Betelgeuse the Na I D lines appear strongly polarized and D1 is as polarized, or even more polarized, than D2 (see Set 2 of Fig. 2). However, the intrinsic polarizability of the D1 line is much smaller than that of D2 (Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004). The strong polarization of D1 in the spectrum of Betelgeuse, comparable to that of D2, cannot be intrinsic. We propose that it originates from the depolarization of the continuum. Since in our Narval data we set the (unmeasured) continuum polarization level to zero, any depolarization appears as a net signal, as observed and will be illustrated later in Sect. 5.3. Next to D1, D2 also depolarizes the continuum and, in addition to that signal, the intrinsic polarization of this line is contributed. This supports the notion that the signals in the two lines are not identical. Despite these differences, the similar signal amplitudes in D1 and D2 points to the fact that depolarization dominates the signal in D2. From this observation, we can generalize and assume that the linear polarization signal present in the photospheric lines of the spectrum of Betelgeuse is dominated by the depolarization of the continuum.

Figure 2 shows that metallic lines in the region of D1 and D2 are polarized (see Sect. 3), having the same shape than the LSD profiles presented in Fig. 1. Figure 3 shows for the same two dates an extraction of the linearly polarized spectra around three lines (Fe I 558.7 nm, Ni I 558.8 nm, Ca I 558.9 nm) which are also known to depolarize the continuum of the solar spectrum (Gandorfer 2000). We see that all the prominent lines visible in this region are polarized and present shapes similar to that of the LSD profiles in Fig. 1. Stenflo et al. (1983a) show that in the Sun "most spectral lines have a very small intrinsic polarization, their main effect being to depolarize the continuum polarization". For the depolarizing lines, the shape of the polarized profiles appears to be statistically identical for all absorption lines (relationship 3.11 of Stenflo et al. 1983a). Then this common shape would lead to an averaged profile in the LSD procedure of the Q and U profiles of Betelgeuse, and would explain why we obtain a very significant signal. However in the case of Betelgeuse, the linearly polarized profiles of the lines are much more complex than in the case of the Sun and in general they do not mimic the intensity profiles. Actually, they appear to present shapes varying with time, and this complexity is due to the formation process of the polarization of the continuum (see Sect. 5.). Hence, depolarization of the continuum seems to be an important contribution to the linearly polarized spectrum of Betelgeuse.

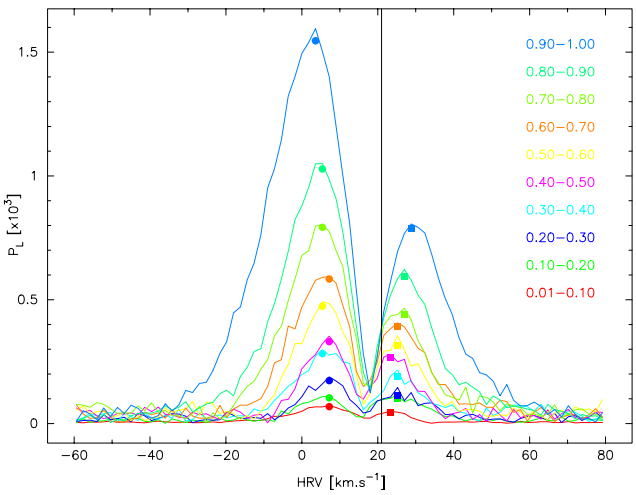


Fig. 4. For Set 1, variations of the linear polarization P_L of Betelgeuse from the LSD profiles with the depth of the lines. Ten sub-masks are used with line depth domains as indicated on the graph. The vertical line corresponds to Betelgeuse's heliocentric radial velocity.

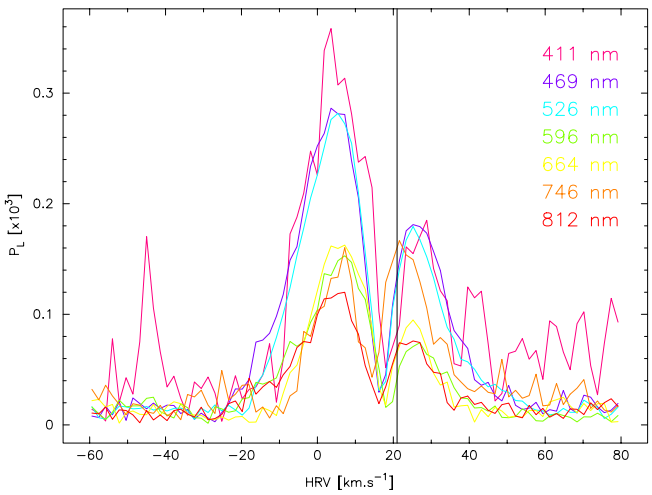


Fig. 5. For Set 1, variations of the linear polarization of Betelgeuse P_L along the LSD profiles with wavelength: different colors illustrate polarization decreasing when measured with sub-masks corresponding to the mean wavelength written on the graph (in units of nm). The vertical line corresponds to Betelgeuse's heliocentric radial velocity.

4.2. Properties of the linearly polarized spectrum

In order to investigate the hypothesis of depolarization of the continuum as the origin of the linearly polarized spectrum of Betelgeuse, we have studied some properties of its LSD averaged profiles (as introduced in Fig. 1), making sub-masks selected for their mean depth or their mean wavelength, from a mask similar to the one described in Sect. 2 but including many more atomic lines (all lines with a central depth greater than 0.01 of the continuum). Depending on the required conditions, the number of lines in a given sub-mask is between 2000 and 15 000. Changing the number of lines showed that this parameter does not significantly affect the QU profiles obtained using the sub-masks. We have checked the variations of the strength of the Stokes Q and U signals and of the linear polarization $P_L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ with respect to depth and wavelength of the lines and found strong correlations. In the following, we concentrate only on data from Set 1, but fully compatible results have also been obtained for Set 2.

In order to investigate the dependence of the linear polarization P_L with the depth of the lines, we have made ten sub-masks, restricting the individual spectral intensity line depths from 0.01−0.1 of the continuum (the weakest lines, i.e., those mainly formed in the lower part of the atmosphere) to 0.9−1.0 of the continuum (the strongest lines, formed higher in the atmosphere). Figure 4 shows the mean polarization profiles and the maxima of P_L (i.e., main peak maxima, represented by dots for the blue lobe and squares for the red lobe) for the 10 mean depths: the polarization strongly increases with line depth, that is, with altitude. We checked the mean wavelength of the ten sub-masks and found that they were included in a 100 nm range, meaning that they did not differ significantly. Also, in Fig. 4 the velocities corresponding to the maxima of P_L deviate more and more from the photospheric velocity (quoted in the figures as Betelgeuse's heliocentric radial velocity) with increasing line depth (i.e. height in the atmosphere). We interpret this trend as due to the expansion of the atmosphere which will be discussed again in Sect. 5. We obtain similar results for both lobes.

In addition to this variation of the linear polarization with line depth, we also searched for a wavelength effect. Indeed, the linear polarization of the continuum in Betelgeuse is known to increase steeply towards the blue (e.g. Clarke & Schwarz 1984), almost as steeply as the λ^{-4} law. Figure 5 illustrates the variations of P_L corresponding to seven sub-masks with wavelength-bandpasses of 350–420 nm, 420–490 nm, 490–560 nm, 560–630 nm, 630–700 nm, 700–770 nm, and 770–1050 nm. The corresponding average wavelengths are given in the figure. The P_L measurements were normalized to a common mean depth of the Stokes I profiles (that corresponding to the reddest sub-mask).

Figure 5 presents the variation of the linear polarization with wavelength accross LSD profiles, and the decrease from blue to red is confirmed. We find that it is consistent with a λ^{-1} law. In order to interpret this phenomenon, we explored both the diffusion and limb darkening mechanisms.

Figure 6 (left panel) presents the computation of the expected wavelength dependence of Rayleigh scattering by hydrogen atoms as $\lambda_0^4/(\lambda_0^2 - \lambda^2)^2$ (Kramers 1924), where λ_0 is the Lyman α wavelength ($\lambda_0 = 121.6$ nm), and its usual λ^{-4} approximation which closely matches it (blue and green curves, respectively). However, this basic wavelength dependence of Rayleigh scattering is modified in stellar atmospheres by the chromatic variation of limb darkening. The red curve in the left plot shows the case of the Sun as studied and described by Fluri & Stenflo (1999). Therefore, due to limb darkening, the polarization of the continuum in the solar case can fall faster than the 4th power of wavelength.

In the right plot of Fig. 6, we followed Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004) to simulate the wavelength dependence of this depolarization signal in the lines. It is proportional to the Rayleigh coefficient $\lambda_0^4/(\lambda_0^2 - \lambda^2)^2$, as is the continuum, but inversely proportional to the line opacity and the emission coefficients of the lines. These three combined contributions result in the green curve labelled achromatic illumination since we have not considered any wavelength dependence in the anisotropy of the light due to limb darkening. The blue curve of this right plot (Fig. 6) introduces limb darkening, again for the solar case which is used here as an example and a first approximation. We note that in both approximations, with and without chromatic limb darkening, the decrease of the depolarization amplitude in the lines is moderate. For each wavelength we have also represented on the same plot the values of the different maxima

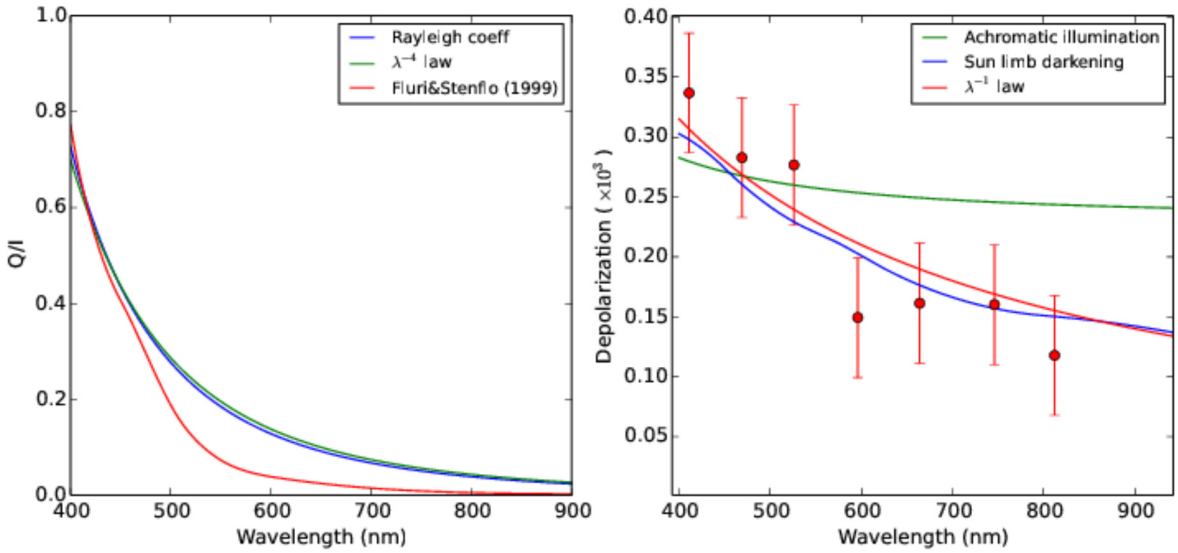


Fig. 6. Wavelength dependence of the polarization of the continuum (*left*) and depolarization in the spectral lines (*right*) under different approximations. On the left are shown the polarization of simple Rayleigh scattering by hydrogen atoms (blue), the approximation λ^{-4} (green), and the empirical law from Fluri & Stenflo (1999) for the continuum of the Sun taking into account the chromatic dependence of limb darkening (red). On the *right* is shown depolarization in the lines, without taking into account the chromatic variation of limb darkening (achromatic illumination, green curve), or including this variation as in the solar case (blue). Points are the maxima of the main polarization peak represented in Fig. 5 with their error bars, together with the power law λ^{-1} (red).

of the main peaks shown in Fig. 5 and an estimate of their errors. Superposed to these points we plot as a reference the λ^{-1} law (red curve), that qualitatively reproduces the wavelength dependence of our measurements of Betelgeuse, hence the depolarization signal. Given that limb darkening in Betelgeuse and in the Sun are expected to be similar since the main opacity source is the same (H^-), one thus expects a dependence of the depolarization with wavelength of the order of λ^{-1}. A more detailed analysis of the line formation conditions in the atmosphere of Betelgeuse would likely give a better fit to this observation, but it is beyond the scope of this paper. A very interesting consequence is that such observations would provide new constraints on the limb darkening of Betelgeuse. Our present investigation shows that the difference of the wavelength dependence observed for the continuum (about λ^{-4} law, e.g., Clarke & Schwarz 1984) and the lines (about λ^{-1} law) can be explained if we deal with depolarization of the continuum in the lines, taking into account the diffusion and limb darkening mechanisms.

In summary, the linear polarization observed in the atomic lines of Betelgeuse appears to be due to the depolarization of the continuum. Betelgeuse is the first star in which the depolarization of the continuum is observed in the Na I D1 line, since it is neither observed in the Sun (Stenflo et al. 2000a) nor in the Mira star χ Cyg, nor in the RV Tauri star R Sct (Lèbre et al. 2015). Also, no prominent intrinsic polarization is observed for the Na ID lines. However the polarized profiles are different for D1 and for D2 both in Stokes Q and U. As stated above, it is believed that strong polarization in D1 can only originate from depolarization of the continuum, so we can infer that in D2 we also deal with intrinsic polarization which cancels, in part, the effect of depolarization of the continuum. The polarization difference can reach about 10^{-3} whereas the intrinsic polarization of D2 observed in the polarized solar spectrum is 3×10^{-3} (Belluzzi & Landi Degl'Innocenti 2009).

5. An analytic model for mapping bright spots at the surface of Betelgeuse using its linearly polarized spectrum

The analysis of our spectra of Betelgeuse described in Sect. 4 shows that we are mainly observing the depolarization of the continuum. In this section we use the averaged Q and U LSD profiles. Although they do not provide the local polarization of the continuum, the information contained in these spectra allows the inference of the surface location and relative brightness of the bright spots inducing anisotropies in the radiation field.

5.1. Polarization of the continuum of Betelgeuse

The observed polarization of the continuum may be explained as a combination of Rayleigh and Mie scattering (e.g. Doherty 1986). However, in order to depolarize the continuum, the observed photospheric lines must be formed at or above the height at which the continuum itself becomes polarized. Mie polarization by molecules or dust above the photosphere is thus formed too high and can be excluded from our picture. This does not mean that there is no Mie polarization in the observed continuum, but just that Mie scattering takes place farther from the star, above where the photospheric lines have formed and have depolarized the continuum, which at this point can only carry polarization due to Rayleigh scattering. Since the average line depolarization is of a few times 10^{-4} of the continuum flux, this is the minimum contribution of Rayleigh scattering to the total polarization of the continuum.

Scattering polarization is linear, and orthogonal to the scattering plane. At any position angle of the disk of Betelgeuse, the polarization due to scattering will be at a tangent to the local limb, orthogonally to photons coming from the deep photosphere and scattered towards us. As we change azimuth, the plane of polarization will rotate. If the star at the height of its photospheric layers were a perfect sphere and if the amount of polarization

were azimuthally symmetric, the integration over the stellar disk would amount to zero and no depolarization signal would be detected. As a consequence, two possibilities appear: Betelgeuse is not a sphere, and/or its brightness is not azimuthally symmetric. Most observations and analysis conclude that Betelgeuse conserves a spherical symmetry at the height associated with our observations (e.g., observations by SPHERE, Kervella et al. 2015). We are left with the second possibility: the locally-induced polarization is not azimuthally symmetric. There are several manners in which the azimuthal symmetry may be broken, among them are: clouds over the star that only let us see some regions of the lower atmosphere; plumes of material rising high above the photospheric level with higher radiation anisotropy and higher polarization level; dark regions of the photosphere emitting less light and hence inducing less polarization; brighter, hotter regions of the photosphere emitting more light and more polarization. In the following section, we adopt the latter explanation for its simplicity and since bright spots have been observed by interferometry on Betelgeuse (e.g. Haubois et al. 2009) and on Antares (Tuthill et al. 1997). In addition, numerical simulations (Chiavassa et al. 2009, 2010, 2011) also indicate that bright convective spots are expected in the atmospheres of red supergiants.

5.2. A two spots hypothesis for interpreting the polarized spectrum

We assume the presence of bright spots in the deep photosphere of Betelgeuse, located at particular positions over the disk. We suppose in the following that the (Rayleigh) scattering matter is located vertically above these spots. The observed LSD profiles shown in Fig. 1 are composed of two lobes, a blue one (of positive polarity in both Stokes Q and U in both Sets), and a red one (of negative polarity in both Stokes Q and U, also for both Sets), with the blue lobe being in general stronger than the red one. With respect to the center of the intensity mean profile, the two lobes are located respectively at about +5 and +25 km s^{-1} *HRV* for both sets. To explain this behavior we consider the simple scenario of two photospheric bright spots referred to above and in Sect. 4: one spot would be related to the structures that move toward the observer (blue features, spot1 hereafter), the other would be linked to structures moving away (red features, spot2 hereafter). Actually, the observed radial velocities are the combinations of those of the layer where the lines are formed in the deep photosphere and that of the layer higher in the atmosphere where the light is scattered (because of a very long rotational period, e.g., Uitenbroek et al. 1998, contributions from the rotational velocity of the star are negligible). Both layers are able to contribute to velocities that can be blueshifted or redshifted with respect to the central part of the line: ascending versus sinking elements exist in the photosphere, and we assume the outer layers of Betelgeuse are in expansion. In front of the disk the expanding shells are blueshifted, whereas beyond the limb the expanding matter is redshifted. The observed intensity profiles are consistent with a model in which radiation from the stellar photosphere is scattered and reemitted by an expanding envelope(s) of radius larger than the photosphere radius (Goldberg et al. 1975). Therefore, the blue component of the LSD polarimetric profile could be the consequence of scattering by the approaching half of the expanding envelope, while the corresponding red component could be due to the scattering of the same expanding envelope, radiated from its receding half. The expansion of the atmosphere is illustrated in Fig. 4 where the strongest lines, formed higher in the atmosphere, present larger expansion velocities.

5.3. An analytic model for mapping bright spots at the surface of Betelgeuse

Following this scenario, we can propose an analytical model that links the observed polarizations to the positions and relative brightness of the bright photospheric spots on the stellar disk. The two polar coordinates that we derive from the polarimetric data are the position angle χ and the projection angle μ. Figure 7 presents what is observed in the case of one bright spot. In the left of the figure, a cartoon of the stellar disk shows the polar coordinates for one bright spot at three locations, with the same position angle χ but at different projected distances μ to the disk center. On top of each spot the arrow shows both the orientation and the relative polarization expected from the spot alone. Around the disk the dashed arrows show the definition of the Stokes parameters Q, U as measured in the spectral lines and described in Sect. 5.3.1. In the right-hand part of the figure, the leftmost two plots show Stokes Q (top) and U (bottom) for the three spots as they would be seen on a resolved stellar disk. The continuum is polarized and the lines depolarize at the wavelength corresponding to the projected radial velocity. The two rightmost plots show what would be observed with Narval: the continuum polarization is set to zero and what was a depolarization signal becomes a net signal over zero. The radial velocity scale is also shifted to the *HRV* of Betelgeuse.

5.3.1. Getting the position angle χ from our Narval data

First, each spot will lead to an excess of polarization perpendicular to the radius joining the center of the disk of Betelgeuse with the spot, this radius forming an angle χ with the North-South meridian of the disk, its position angle. With respect to this North-South meridian we expect an excess of polarization with orientation θ, the polarization angle. Conversely, observing a polarization at θ position, we can infer χ as $\theta \pm 90°$ that is, an ambiguity of 180°. Using the classical linear polarization relations, as described by Bagnulo et al. (2009), and taking into account that with Narval (as for ESPaDOnS), positive Q is defined in the North-South direction and positive U is defined at 45° (counterclockwise) relative to positive Q, the polarization angle is given by

$$\theta = 0.5 \arctan(U/Q),$$

(if $Q > 0$ and $U \geq 0$; +180° if $Q > 0$ and $U < 0$; +90° if $Q < 0$).

The position angle is therefore $\chi = \theta \pm 90°$. In the next sections we choose the option $\chi = \theta + 90°$. This choice will be discussed in Sect. 6.2. Figure 8 shows the LSD profiles of Stokes Q and U and P_L for our 12 observations. From the relationships above we can determine the maxima of linear polarization P_L and its associated θ, from which we can infer χ.

In order to map the spots at the surface of Betelgeuse we now compute another coordinate in addition to χ, the projection angle μ from the disk center, and brightness ratios among the different spots.

5.3.2. Projection angle μ and brightness ratios

To infer the projection angle μ we make the approximation that all photospheric motions and the expansion velocity of the scattering layer are radial and combine at the polarization level to an identical velocity V_0. We represent the velocities as in the case of an expanding atmosphere (as referred to in Sect. 5.2). Then the blueshifted motions are related to the visible (approaching) hemisphere of the star and redshifted signals are related to the

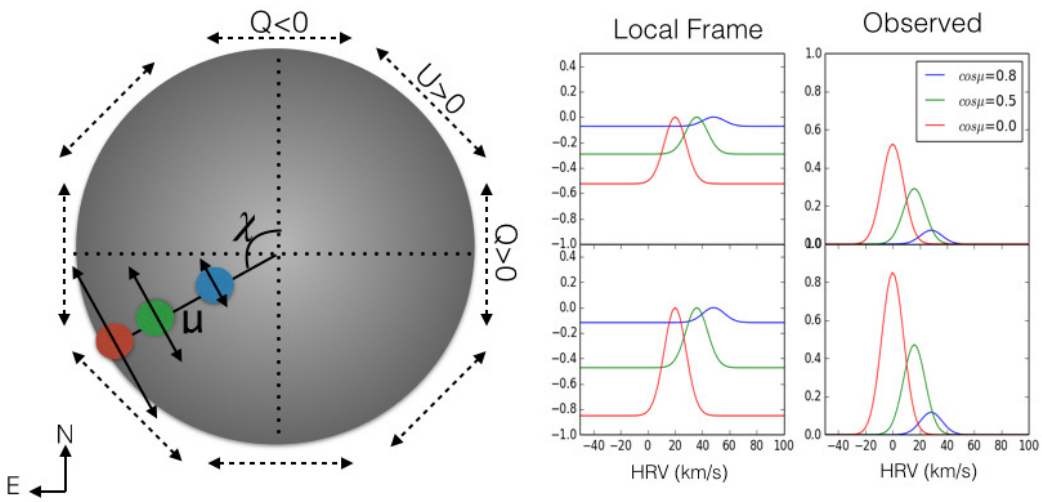


Fig. 7. Coordinates on the disk of Betelgeuse and polarized spectra in the case of one bright spot. In the *left* of the figure a cartoon of the stellar disk shows the polar coordinates for three bright spots at the same χ but at different μ. Accross each spot the arrow shows both the orientation and relative polarization expected. Around the disk the dashed arrows show the definition of the Stokes parameters Q, U. In the *right-hand part* of the figure, the *leftmost two plots* show Stokes Q (*top*) and U (*bottom*) for the three spots as they would be seen in a resolved stellar disk. The *two rightmost plots* show what would be observed with Narval and the radial velocity scale is shifted to the *HRV* of Betelgeuse. See Sect. 5.3 for a complete description.

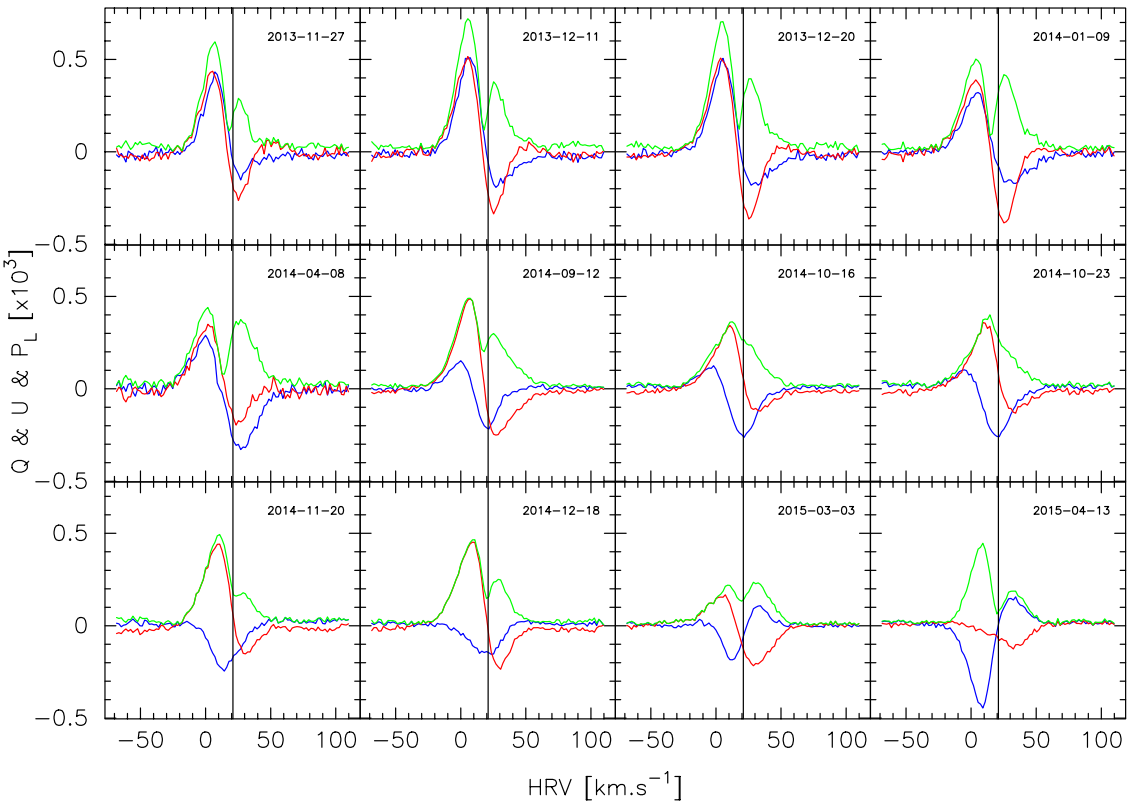


Fig. 8. Stokes Q (blue) Stokes U (red) and P_l (green) LSD profiles of photospheric lines of Betelgeuse from November 2013 to April 2015 for the 12 dates given in Table 1. The vertical lines correspond to Betelgeuse's heliocentric radial velocity.

opposite (receding) hemisphere of the star. As we explain below we assign an ad hoc value $V_0 = 50\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. The polarization of a spot at a projection angle μ from the disk center will acquire a line-of-sight velocity of $V = V_0 \cos\mu$.

The sign of V is negative or positive respectively for blueshifted or redshifted motions with respect to the *HRV* of Betelgeuse (about $21\,\mathrm{km\,s^{-1}}$).

By fixing V_0 we can determine μ on the visible/opposite hemisphere from the *HRV* position of each observed polarization lobe. Having thus determined χ and μ, we have the coordinates of the spots on the disk.

The total polarization can be approximated to be due exclusively to the intrinsic brightness B of the photospheric spot, corrected by the angular dependence of Rayleigh scattering. The

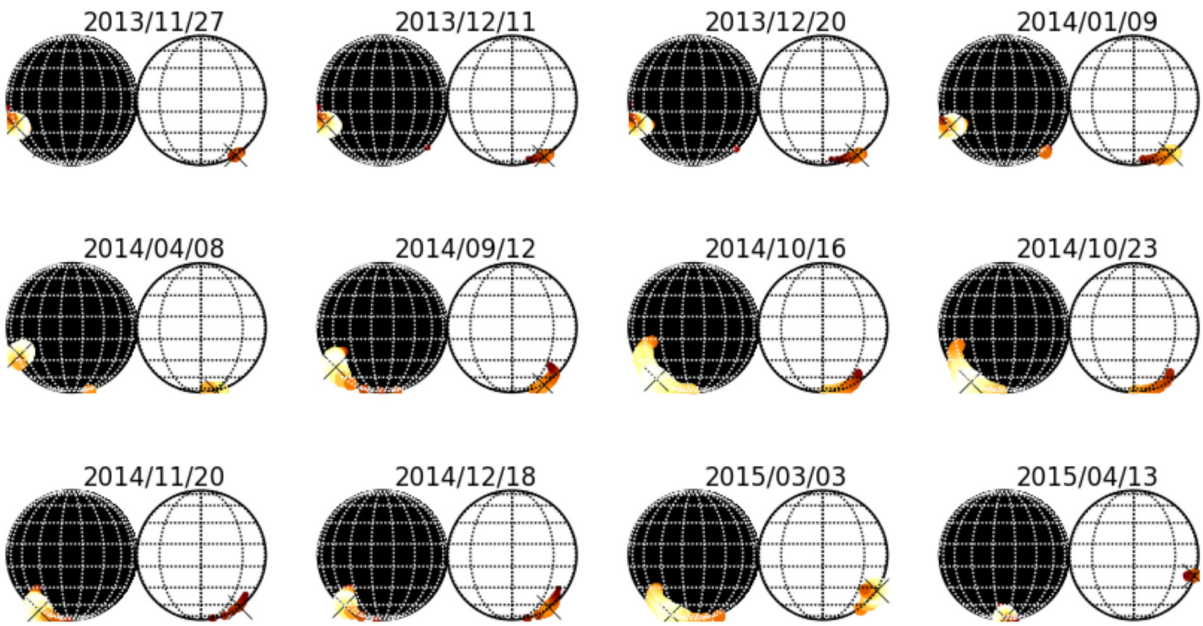


Fig. 9. Sequence of images of Betelgeuse from linear polarization for the 12 dates given in Table 1. For each date the image (relative intensities) on the *left* represents the blueshifted signals (spot1) which are located on the visible hemisphere; the image on the *right* represents the redshifted signals (spot2) which are hypothesized to correspond to the opposite hemisphere. The crosses show the positions corresponding to the maxima of P_L. North is up and east is left for all images. The model used is described in Sect. 5.

exact dependence of the depolarization signal on the brightness is complex. To simplify the model we assume that all other contributing factors apart from brightness and position will be identical from one spot to the other. Hence we can deduce brightness ratios among the different spots by assigning the brightest one an ad hoc brightness $B = 1$.

Hence $P_L = \sqrt{Q^2 + U^2} \propto B \sin^2 \mu$.

5.4. Mapping the bright spots

The above computations can be generalized at every single $1.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ velocity bin along the Stokes Q and U profiles, enabling us to derive a map of the involved bright spots on Betelgeuse.

In the case when the peaks in Q and U are at the same velocity, as during 2013 and in January 2014, the peak of P_L coincides with them (e.g., as shown in Fig. 8). However in general the peaks are not aligned. The model will interpret this non-coincidence as an extended spot spanning from the position of the peak in Q to the position of the peak in U. This is due to a combination of stellar phenomena broadening spectral lines, along with the intrinsic spectral resolution of our instrument. In order to take into account the wings of these broadened signals with our model, we must interpret not only the peaks but also the wings of these broadened profiles, implying that we must use a value of V_0 which encompasses both the physical velocities in the photosphere and the broadening of the profiles. To determine the latter, we fit a Gaussian to each of the observed lobes in Q and U. The standard deviation of these Gaussians was found to be between 5 and $10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ in roughly 75% of the cases. To take into account this width we have to set a value of $V_0 = 50\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. This is not a physical value for the velocity of the photosphere, but rather only a numerical value that allows us to implement our model including the broadening of the signal by our instrument and by stellar phenomena neglected in our model. We conducted several trials and saw that the result of the mapping does not depend much on the value of V_0. We can apply the model to all our data and map the spots at the surface of Betelgeuse. This can be seen in Fig. 9 where one map per observation date is shown. For each observation date, Fig. 9 shows two planispheres (with the same orientation on the sky): the left one shows spot1 (corresponding to blueshifted motions), the right one spot2 (corresponding to the redshifted motions). In our present interpretation, the redshifted signals corresponding to spot2 arise from the invisible hemisphere of Betelgeuse. In the case of an interpretation with the redshifted signals being of photospheric origin, the spot would have the same χ and μ coordinates but would be on the visible hemisphere. The model automatically maps the two spots inferred from the profiles and for which some derived characteristic numbers are listed at the end of Sect. 2 and presented in Table 1. In general two P_L maxima are determined (as seen in Figs. 8 and 9). In this case the numbers in Table 1 are the outputs of the model. In the case of 16 and 23 October 2014, when the two P_L maxima appeared to merge, the numbers were calculated "by hand".

6. Variations of the linear polarization with time and evolution of the spots at the surface of Betelgeuse

6.1. Variations of the linear polarization and of the modeled spots

As described in Sect. 2 and Table 1, we observed Betelgeuse on 12 nights between November 2013 and April 2015. Table 1 gives the variations of the parameters defined above. This shows that the blue-shifted lobe (subscript 1 in Table 1) is more polarized than the red-shifted lobe (subscript 2 in Table 1). For both lobes the polarization is relatively stable during the time-span, but with some decrease. Between November 2013 and January 2014 the polarization angles $\theta_{1,2}$ of the lobes were stable, which we interpret as a stable position angle χ of the spots. Then θ_1 and χ_1 increased smoothly, corresponding to a motion of spot1 towards the South. After 2015, the motion of spot1 accelerates and spot1

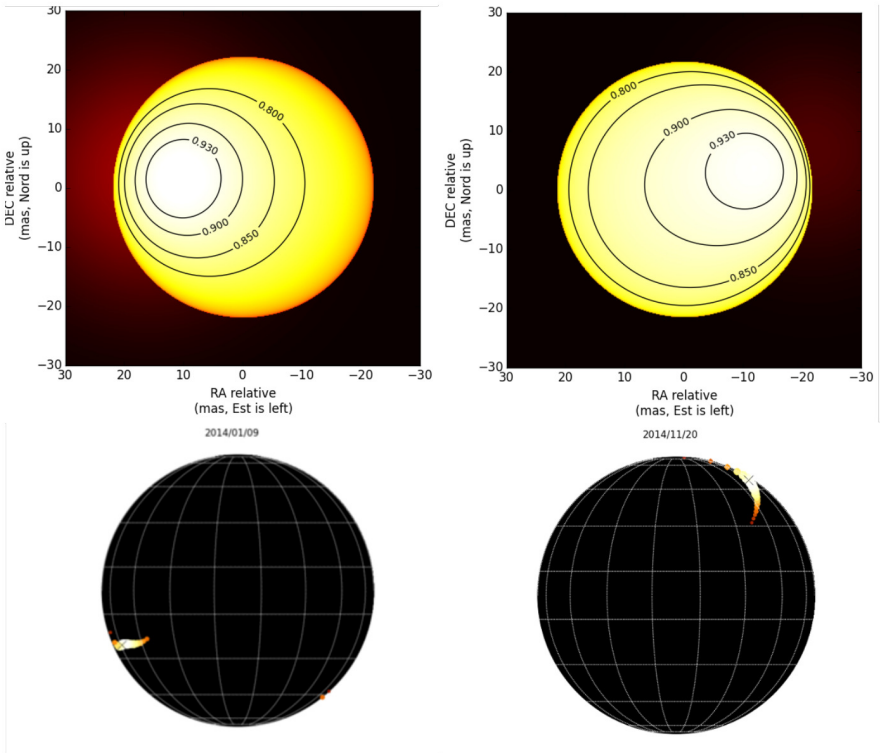


Fig. 10. Comparison of intensity images of Betelgeuse obtained with VLTI/PIONIER (*upper* images, from Montargès et al. 2015) and with TBL/Narval (*lower* images) during the quasi-simultaneous observations of 2014: January (*left*) and November (*right*). The images from polarimetry correspond to spot1 (from Fig. 9 in January, with $\chi + 180°$ in November). North is up and east is left for all images.

reaches the south pole in April. During this same period, spot2 moves the same angle towards the north. These motions of the spots are illustrated in Fig. 9.

Changing shapes of the spots are seen on the maps. The two main sources of errors that we consider as intrinsic to the model are the already-mentioned PSF broadening of the profiles (with standard deviation of 5−10 km s^{-1}) and the photon noise over the profiles (measured to be of the order of $\sigma_{\rm ph} = 2 \times 10^{-5}$ of the total intensity over the LSD profiles). It appears, in the end, that our spatial resolution at the surface of the star is roughly 10×10 sq. deg. In Fig. 9 we have made the size of our markers equal to this error.

With respect to linear polarization measurements in the continuum, our geometric model allows us to disentangle several spots with different *RV* and to infer their positions on the disk of Betelgeuse. However, it does not provide the local polarization of the continuum since we do not know the depolarization coefficient of the lines. An order of magnitude can be derived for averaged lines. Published polarization measurements of the continuum of Betelgeuse are dominated by Mie polarization (e.g. Hayes 1984; Clarke & Schwarz 1984; Kervella et al. 2015). Predictions for the Rayleigh contribution (Doherty 1986; Josselin et al. 2015) give about 0.3−1% at maximum in the blue. The order of magnitude of the depolarization factor by the lines is therefore about 0.1 in the blue. We show in Sect. 4.2 that the depolarization varies with wavelength.

6.2. Comparison with quasi-simultaneous observations of VLTI/PIONIER and with older polarimetric observations

Betelgeuse has been surveyed once per year with VLTI/PIONIER since 2012 (Montargès 2014; Montargès et al. 2015) and a large hot spot has been resolved near the limb. This hot spot appears very large compared to those which have been detected so far on the disk of Betelgeuse (e.g., Haubois et al. 2009). Two PIONIER observations (Montargès et al. 2015) are quasi-simultaneous with our Stokes *QU* survey of Betelgeuse, namely on 11 January 2014 and 21 November 2014 (see Table 1 for very near Narval's dates). The data concerning the three first PIONIER observations (January 2012, February 2013, January 2014) have been satisfactorily fitted with a model of disk with limb darkening (hereafter LDD model) and a Gaussian hot spot (Montargès 2014). The spot is centered near the limb of Betelgeuse and its FWHM is about one radius of the star. The center of the spot has χ ranging from about 80° to about 110° which corresponds to the E-SE part of Betelgeuse's limb. For PIONIER data of 21 November 2014, the situation appears different and the fit of the model LDD + Gaussian spot is worse than for the previous dates. In fact, a significantly better fit to this observation is obtained for a two-spot model. In this case the spot in the NW quadrant is the strongest one and has a Gaussian shape similar to that of the previous observations; the spot in the SE quadrant has a negligible diameter (Montargès et al. 2015). Comparing the results from Table 1 (with $\chi = \theta + 90°$) and from the PIONIER observations, we see that the position of our spot1 in Set1 is similar to that of the large hot spot in January 2012, February 2013 and January 2014. For the November 2014 positions to be consistent, we have to choose for the polarimetric observation the location with χ 180° away the value reported in Table 1. Figure 10 shows the PIONIER intensity maps presented by Montargès et al. (2015) and the maps obtained from polarimetry at the dates of quasi-simultaneous observations. This comparison suggests that the large hot spot observed by PIONIER in 2012, 2013 and January 2014 is responsible for the stable polarization of our blue lobe from November 2013 to January 2014 and coincides with spot1. The evolution of the PIONIER hot spot observed in November 2014 could have the same origin

as the evolution of spot1 observed from October 2014 to April 2015.

Our spot2 has not been detected with PIONIER. Our hypothesis that it is a spot located on the hidden hemisphere is one possible explanation. Also, Dupree (2010) proposed that the hot spots on Betelgeuse are composed of photospheric and chromospheric features. Dupree also proposed that these chromospheric features are not detected by interferometry working in the infrared, as was the hot spot imaged by the HST/FOC (Gilliland & Dupree 1996; Uitenbroek et al. 1998). Remarkably, the polarization angle of our redshifted lobe (linked to spot2) in 2015 is consistent with that (about 150°) corresponding to the maximum of polarization observed by Hayes (1984) and Nordsieck et al. (1994), as reported by Uitenbroek et al. (1998).

7. Conclusions

We have discovered that most of the photospheric lines of Betelgeuse present a linearly polarized spectrum. Together with the strong polarization of the Na I D1 line, and including the polarization laws with both wavelength and depth, we show that this linear polarization originates from the depolarization of the continuum. Taking into account the discovery of linearly polarized spectra in the Mira star χ Cyg and in the RV Tauri star R Sct (Lèbre et al. 2015), in which intrinsic polarization of resonance lines (similar to the Sun) is detected, all these observations of cool evolved stars point to a kind of second stellar spectrum.

We interpret our results for Betelgeuse as being due to anisotropies of the radiation field induced by hot spots at the surface and Rayleigh scattering in the atmospheric envelope. We then propose an analytical model to interpret the observed polarization and we infer the presence of two hot spots and their positions on Betelgeuse. We show that applying the model to each velocity bin along the Stokes Q and U profiles allows us to derive a map of the involved bright spots on Betelgeuse. We compare our observations to quasi-simultaneous VLTI/PIONIER observations (Montargès et al. 2015) and older measurements of the polarization of the continuum. Our linear polarimetric observations suggest that we detected a hot spot seen by quasi-simultaneous PIONIER observations, and another one whose associated polarization angle implies a position near where the largest percentage of polarization of the continuum occurs (as reported by Uitenbroek et al. 1998).

Acknowledgements. We thank the TBL team for providing service observing with Narval. We acknowledge the use of the database VALD (Vienna, Austria) and financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. R.K.-A. acknowledges support by the Bulgarian-French mobility contract DRILA 01/3. G.A.W. acknowledges Discovery Grant support from the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada.

References

Aurière, M., Wade, G. A., Konstantinova-Antova, R., et al. 2009, A&A, 504, 231
Aurière, M., Donati, J.-F., Konstantinova-Antova, R., et al. 2010, A&A, 516, L2
Bagnulo, S., Landolfi M., Landstreet J. D., et al. 2009, PASP, 121, 993
Bedecarrax, I., Petit, P., Aurière, M., et al. 2013, Betelgeuse Workshop, EAS Pub. Ser., 60, 161
Belluzzi, L., & Landi Degl'Innocenti 2009, A&A, 495, 577
Boyle, R. P., Aspin, C., Coyne, G. V., & McLean, I. S. 1986, A&A, 164, 310
Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2009, A&A, 506, 1351
Chiavassa, A., Haubois, X., Young, J. S., et al. 2010, A&A, 515, A12
Chiavassa, A., Pasquato, E., Jorissen, A., et al. 2011, A&A, 528, A120
Clarke, D., & Schwarz, H. E. 1984, A&A, 132, 375
Doherty, L. R. 1986, ApJ, 307, 261
Donati, J.-F. 2003, ASP Conf. Ser., 307, 41
Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., et al. 1997, MNRAS, 291, 658
Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J., & Petit, P. 2006, in Solar Polarization Workshop n4, eds. R. Casini, & B. Lites, ASP Conf. Ser., 358, 362
Dupree, A. K. 2010, Proc. IAU Symp. 273, eds. D. P. Choudhary, & K. G. Strassmeier, 188
Fabas, N. 2011, Ph.D. Thesis, Université de Montpellier II
Fabas, N., Lèbre, A., & Gillet, D. 2011, A&A, 535, A12
Fluri, D. M., & Stenflo, J. O. 1999, A&A, 341, 902
Fluri, D. M., & Stenflo, J. O. 2003, A&A, 398, 763
Gandorfer, A. 2000, The Second Solar Spectrum: A High Resolution Polarimetric Survey of Scattering Polarization at the Solar Limb in Graphical Representation, Vol I: 4625 Å to 6995 Å
Gilliland, R. L., & Dupree A. K. 1996, ApJ, 463, L29
Goldberg, L., Ramsey, L., Testerman, L., & Carbon, D. 1975, ApJ, 199, 427
Hayes, D. P. 1984, ApJS, 55, 179
Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923
Josselin, E., & Plez, B. 2007, A&A, 469, 671
Josselin, E., Lambert, J., Aurière, M., Petit, P., & Ryde, N. 2015, in Proc. IAU Symp., 305, 299
Kervella, P., Lagadec, E., Montargès, M., et al. 2015, A&A, 585, A28
Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Charbonnel, C., et al. 2010, A&A, 524, A57
Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Charbonnel, C., et al. 2013, BlgAJ, 19, 15
Kramers, H. A. 1924, Nature, 113, 673
Kupka, F. G., Piskunov, N. E., Ryabchikova, T. A., et al. 1999, A&AS, 138, 119
Lambert, D. L., Brown, J. A., Hinkle, K. H., & Johnson, H. R. 1984, ApJ, 284, 223
Landi Degl'Innocenti, E., & Landolfi, M. 2004, Polarization in Spectral Lines (Dordrecht: Kluwer), ASSL, 307
Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., et al. 2014, A&A, 561, A85
Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., et al. 2015, in Proc. IAU Symp., 305, in press
López Ariste, A., Asensio Ramos, A., & González Fernández, C. 2011, A&A, 527, A120
Magalhaes, A. M., & Nordsieck, K. H. 2000, Proc. IAU Symp., 177, 433
McLean, I. S., & Coyne, G. V. 1978, ApJ, 226, L145
Montargès, M. 2014, Ph.D. Thesis, Pierre et Marie Curie University
Montargès, M. , Kervella, P., Perrin, G., et al. 2015, A&A, 588, A130
Nordsieck, K. H., Rao, L., Meade, M. R., et al. 1994, BAAS, 26, 864
Paletou, F. 2012, A&A, 544, A4
Petit, P., Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., et al. 2013, Lect. Notes Phys., 857, 231
Rosén, L., Kochukhov, O., & Wade, G. A. 2013, MNRAS, 4361, 10
Rosén, L., Kochukhov, O., & Wade, G. A. 2015, ApJ, 805, 169
Sabin, L., Wade, G., & Lèbre, A. 2015, MNRAS, 446, 1988
Schwarz, H. E., & Clarke, D. 1984, A&A, 132, 370
Semel, M., Ramírez Vélez, J. C., Martínez Gonzáles, M. J., et al. 2009, A&A, 504, 1003
Stenflo, J. O. 1997, A&A, 324, 344
Stenflo, J. O. 2009, in Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies, eds. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, IAU Symp., 259, 211
Stenflo, J. O., Twerenbold, D., & Harvey, J. W. 1983a, A&ASS, 52, 161
Stenflo, J. O., Twerenbold, D., Harvey, J. W., & Brault J. W. 1983b, A&AS, 54, 505
Stenflo, J. O., Gandorfer, A., & Keller, C. U. 2000a, A&A, 355, 781
Stenflo, J. O., Keller, C. U., & Gandorfer, A. 2000b, A&A, 355, 789
Tuthill, P. G., Haniff, C. A., & Baldwin, J. E. 1997, MNRAS, 285, 529
Uitenbroek, H., Dupree, A. K., Gilliland, R. L. 1998, AJ, 116, 2501
Wade, G. A., Donati, J.-F., Landstreet, J. D., & Shorlin, S. L. S. 2000, MNRAS, 313, 851
Wilson, R. W., Dhillon, V. S., & Haniff, C. A. 1997, MNRAS, 291, 819

Astronomy & Astrophysics manuscript no. CE_Tau_PIONIER_v1r0
June 29, 2017
©ESO 2017

Letter to the Editor

The convective photosphere of CE Tau*

I. VLTI/PIONIER H band interferometric imaging

M. Montargès[1,2], R. Norris[3], B. Tessore[4], A. Lèbre[4], and F. Baron[3]

[1] Institute of Astronomy, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D B2401, 3001 Leuven, Belgium
[2] Institut de Radioastronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406, Saint Martin d'Hères, France
[3] Center for High Angular Resolution Astronomy, Georgia State University
[4] LUPM, UMR 5299, CNRS and Université Montpellier, Place E. Bataillon, 34090, Montpellier, France

Received ; Accepted

ABSTRACT

Context. Red supergiant stars represent one of the latest stage of evolution of massive stars. Their photospheric convection may play an important role in the launching mechanism of their mass loss. Yet, its characteristics and dynamics are poorly constrained.
Aims. By observing red supergiant stars with near infrared interferometry at different epochs, we expect to unveil the evolution of bright convective features on their stellar surface.
Methods. We observed the M2Iab-Ib red supergiant star CE Tau with the VLTI/PIONIER instrument in the H band at two different epochs separated by one month.
Results. We derive the angular diameter of the star and reconstruct two reliable images of its H band photosphere. Inhomogeneities present maxima contrast variations of +20/-30%.
Conclusions. The convective pattern of the reconstructed image present small differences between the two epochs. The radial profiles show that photospheric inhomogeneities can bias angular diameter and limb-darkening estimations.

Key words. Stars: individual: CE Tau; Stars: imaging; Stars: supergiants; Stars: mass-loss; Infrared: Stars, Techniques: interferometric

1. Introduction

Most of the chemical elements of the Universe were forged inside evolved stars. As one of the latest stages of evolution of massive stars, red supergiants (RSG) contribute to this enrichment, through their mass loss. The mechanism that launches the material away from the star remains unknown. One scenario involves convection. From spectroscopic observations, Josselin & Plez (2007) suggested that by lowering the effective gravity, the turbulent velocity field associated with convection allows the radiative pressure on molecular lines to start the outflow. Schwarzschild (1975) predicted that photospheric convection on RSG stars would be different from what is known on solar type stars: only a handful of giant granules would be present on the stellar surface. Near infrared (NIR) observations by Haubois et al. (2009) on Betelgeuse showed that only one or two bright and large hot spots were present on the photosphere. These features were interpreted as the top of convective granules. Chiavassa et al. (2011b) showed that these large granules can additionally cause photocenter displacements significant enough to bias the parallax measurements. As RSG stars can be used as bright candles at large distances, this effect has important consequences.

Montargès et al. (2016) monitored the H band photosphere of the prototypical M-type RSG star Betelgeuse between January 2012 and November 2014. They obtained four epochs of observations showing a large feature (characteristic size $\sim R_\star$) departing from spherically symmetric limb-darkened disk (LDD) models. These observations were correlated with January and November 2014 spectropolarimetric measurements at optical wavelengths obtained at the Narval instrument mounted on the Telescope Bernard Lyot (TBL) at the Pic du Midi observatory. From these observations, Aurière et al. (2016) discovered the linearly polarized spectrum of Betelgeuse. Its analysis points to a continuum depolarization of Betelgeuse (due to scattering at photospheric level) that may be related to brightness inhomogeneities lying at the stellar surface. The location and evolution of these inhomogeneities were mapped with an analytical model. This work represented the first simultaneous observations of inhomogeneities of a RSG photosphere in both spectral domains and techniques.

We report here a similar NIR interferometric observation conducted on the RSG star CE Tau (119 Tau, HR 1845, HD 36389). A contemporaneous spectropolarimetric dataset was obtained during a large program on the TBL/Narval instrument and will be presented in a dedicated paper (Tessore et al. in prep.). CE Tau has a M2Iab-Ib spectral type. It has no reported companion. Cruzalèbes et al. (2015) observed significant departure from centrosymmetry on this star using the AMBER instrument at the

* Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere under ESO programmes 298.D-5005(A) and 298.D-5005(B).

Table 1. Adopted uniform disk diameters for the interferometric calibrators (Bordé et al. 2002).

Name	Diameter (mas)
HR 1684	2.60 ± 0.03
ϕ02 Ori	2.13 ± 0.02

Very Large Telescope Interferometer (VLTI). In Sect. 2 we present observations we obtained with VLTI/PIONIER. The angular diameter of the star is determined in Sect. 3. We present and analyze reconstructed images in 4.

2. Observations and data reduction

CE Tau was observed on the 14 and 22 November and 22 and 23 December 2016 at the European Southern Observatory's VLTI (Haguenauer et al. 2010) located on top of Cerro Paranal in Chile. We used the PIONIER instrument (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment, Le Bouquin et al. 2011), equipped with the RAPID detector, fed by the four 1.8m diameter Auxiliary Telescopes (AT) in their compact (stations A0-B2-C1-D0) and intermediate (stations D0-G2-J3-K0) configurations. Ground baseline were between 6.9 and 96.9 m. PIONIER was set in its high resolution mode (R $\sim$ 30), delivering six spectral channels between 1.51 and 1.77 μm. The log of the observations is available in Table A.1. Note that other executions of the observing blocks exist in the archive but had a low quality grade. The data from 22 December data show some visibility loss. As they are repeated on 23 December without any issue, we will not consider the 22 December any further (we do not expect the photosphere of a RSG star to evolve significantly over 24h).

The data were reduced and calibrated with the publicly available PIONIER pipeline (Le Bouquin et al. 2011) version 3.51. The interferometric calibrators we used and their angular diameters are listed in Table 1. The uncertainties on the observables are directly computed by the pipeline: on the uncalibrated data it derives the statistical dispersion over 100 scans of each $\sim$ 30 s exposure. Then for the calibrated product it quadratically adds the error from the transfer function. Each individual observation results in 6 squared visibilities and 4 closure phases per spectral channel.

3. Angular diameter measurements

Our data from 14 November 2016 were acquired in the compact configuration. These observations cover only the first lobe of the visibility function (Fig. B.1, left). Data from 22 November and 23 December cover the first three lobes (Fig. B.1, center and right). When plotting the visibility versus the spatial frequency, we observe that low first lobe data between 22 November and 23 December are invariant (while the signal changes for the longer baselines). Lower spatial frequencies probe larger scale features and in the case of the first lobe, the general star shape. These are crucial for reliable model fitting and image reconstruction. Therefore, we decided to merge the 14 November data on the compact configuration (very short baselines) with the intermediate configuration data of 22 November (November dataset hereafter) and with the 23 December data (December dataset hereafter). This allowed us to have short baseline data on both epochs.

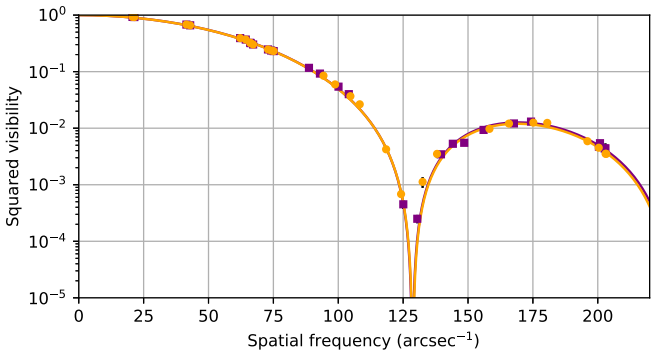


Fig. 1. Squared visibility in the first two lobes measured by VLTI/PIONIER on CE Tau at 1.62 μm. The purple squares correspond to the November dataset. The orange dots correspond to the December dataset. The continuous curves are the best fitted LDD power law models for both epochs.

Table 2. LDD power-law best fitted parameters at 1.62 μm for the first two lobes of the squared visibility function.

Dataset	Parameter	Value
November	$\theta_{\rm LDD}$ (mas)	10.09 ± 0.09
	$\alpha_{\rm LDD}$	0.36 ± 0.20
	$\tilde{\chi}^2_{\rm LDD}$	6.35
December	$\theta_{\rm LDD}$ (mas)	10.18 ± 0.07
	$\alpha_{\rm LDD}$	0.43 ± 0.20
	$\tilde{\chi}^2_{\rm LDD}$	6.85

Notes. $\tilde{\chi}^2$ corresponds to the reduced χ^2. The uncertainties of the fitted values are derived with the parameter values for which $\tilde{\chi}^2 = 2\tilde{\chi}^2_{\rm min}$.

To determine the angular diameter of the star, we used the LDD power-law model ($I/I_0 = \mu^\alpha$). Its visibility amplitude is given by (Hestroffer 1997):

$$V_{\rm LDD}(s) = \Gamma(\nu+1)\frac{J_\nu(x)}{(x/2)^\nu} \quad (1)$$

where $\nu = \alpha/2 + 1$, s is the spatial frequency, $x = \pi s \theta_{\rm LDD}$, $\theta_{\rm LDD}$ the LDD angular diameter, and Γ is the Euler function.

In order to derive the angular diameter, we consider here only the 1.62 μm channel, closest to the H^- opacity minimum (Gray 2008). A global fit showed important deviations in the third lobe, probably contaminations by inhomogeneities. To avoid such bias in the diameter estimation, we present only the fit restricted to the first and second lobes (spatial frequencies lower than 220 arcsec^{-1}). The results of the fit are given in Table 2 and represented on Fig. 1 with the data.

The fits of the two epochs of observations give different but compatible values. The most recent angular diameter measurement of this star is given by Cruzalèbes et al. (2013) with 9.97 mas in the K band measured with VLTI/AMBER on November 2009. These authors compiled all the previous angular diameter measurements of this star. For different spectral domain the values range between 9.4 and 13.0 mas for indirect methods, 9.1 and 17 mas for lunar oc-

cultations, and 9.3 and 10.68 mas for long baseline interferometry. Therefore, our LDD diameter appears compatible with these values.

4. Photospheric features

4.1. Image reconstruction

To produce images from the datasets, we used SQUEEZE, a compressed sensing based image reconstruction tool. SQUEEZE uses Monte Carlo Markov Chains (MCMC) to search the imaging probability space via parallel tempering (Baron et al. 2010). To aid in reconstruction we used a limb darkened disk of the parameters described in Section 3 as a starting image and prior, along with a combination of total variation and laplacian based regularizers. Note that for each epoch, all the spectral channels were merged. Both the squared visibilities and closure phases were used.

In order to correct for artifacts in the image reconstruction process, we ran a total of 25 MCMC chains, each consisting of 500 iterations with 8000 elements, resulting in a final mean and standard deviation image. Prior to calculating the mean and standard deviation image, we used the structural similarity (SSIM) metric to align the stack of images with a standard centered imaged based on our prior (Wang et al. 2004). In Fig. 2 top row, we show the resulting mean images from our data files. For the November mean image, the reduced $\chi^2 = 1.46$. For the December mean image, the reduced $\chi^2 = 1.43$. Mean plus/minus the standard deviation images are shown in Fig. C.1.

The feature distribution of our two images are quite similar. However, differences are noticeable. As the (u, v) coverage is marginally different (Fig. B.1), and considering the standard deviation of the images (Fig. C.1), we suggest that the differences come from a temporal evolution of the stellar surface and are not a residual of the imaging process.

4.2. Image analysis: contrast profile

The mean reconstructed images (Fig. 2, top row) display several inhomogeneities. Following previous RSG stars observations (Haubois et al. 2009; Montargès et al. 2016, 2017), we identify these structures as photospheric temperature variations caused by convective activity. We do not have access to an absolute flux calibration. Therefore we determine the contrast of the convective features relatively to the mean photospheric LDD profile. This quantity can directly be used to make comparisons with adapted convective models (Chiavassa et al. 2011a, 2017; Montargès et al. 2017).

First, we derive the radial profiles of the mean images along ten different position angles (PA). These profiles show very different aspect depending on the PA (Fig. 2, second row). Therefore, instead of using a single mean photospheric LDD profile, we determine the best fitted LDD power-law profile for each PA interval (Table D.1). Significant deviations from the values of Table 2 are observed and are consistent with Montargès et al. (2017) who claimed that convection could bias angular diameter and LD interferometric measurements. To determine the contrast we used:

$$C = \left(I_{\text{profile}} - I_{\text{LDD}}\right) / I_{\text{LDD}}. \quad (2)$$

The resulting contrast profiles are plotted on Fig. 2, bottom row. In the following, we decide to omit the 10% ring near the limb as the LD effect is so important in this area that even a small brightness variation is translated into a large contrast change. We observe contrast variation up to +20% and down to -30% for bright and dark features respectively, with respect to the fitted LDD profile.

5. Discussion and conclusion

From spectropolarimetric measurements in the optical domain collected on Betelgeuse, Aurière et al. (2016) have shown that dilution of the continuum polarization, due to Rayleigh and Thomson scattering at photospheric level by atomic and molecular lines (Fluri & Stenflo 2003; Stenflo 2005), dominates the linearly polarized spectrum of the star. They have also proposed that this continuum depolarization is related to brightness inhomogeneities lying at the surface of the star. Similarly, CE Tau was observed with the TBL/Narval instrument at the Pic du Midi observatory, simultaneously to our PIONIER/VLTI observations. These observations point to -at least- two bright spots located close to the limb of the stellar disk (our model being most sensitive to spots at the limb, Tessore et al. in prep.).

Contrast variations over the different PA are large (Sect. 4.2). This means that any interferometric observation of a RSG with a sparse (u, v) coverage will give a biased outlook of the star's convection. Only a full PA coverage can allow a reliable characterization of the photospheric features.

Studying the full temporal evolution of the observed convection would require more than two month coverage. These observations represent the basis of future temporal monitoring of the convective pattern of RSG stars. Such information is important for assessing the physical recipe of numerical simulations that aim at understanding the atmosphere of RSG stars and at explaining the origin of their mass loss.

Acknowledgements. We are grateful to ESO's Director-General, Prof. Tim de Zeeuw, for the allocation of observing time to our program, as well as to the Paranal Observatory team for the successful execution of the observations. This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie Grant agreement No. 665501 with the research Foundation Flanders (FWO) ([PEGASUS]^2 Marie Curie fellowship 12U2717N awarded to MM). AL acknowledges financial support from "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. FB acknowledges funding from NSF awards 1445935 and 1616483. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France)[1], and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. This research has made use of Jean-Marie Mariotti Center's Aspro[2] service, and of the SearchCal service[3] (co-developed by FIZEAU and LAOG/IPAG). This research made use of IPython (Pérez & Granger 2007) and Astropy[4], a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013).

References

Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, A&A, 558, A33

Aurière, M., López Ariste, A., Mathias, P., et al. 2016, A&A, 591, A119

Baron, F., Monnier, J. D., & Kloppenborg, B. 2010, in Proc. SPIE, Vol. 7734, Optical and Infrared Interferometry II, 77342I

[1] Available at http://cdsweb.u-strasbg.fr/

[2] Available at http://www.jmmc.fr/aspro

[3] Available at http://www.jmmc.fr/searchcal

[4] Available at http://www.astropy.org/

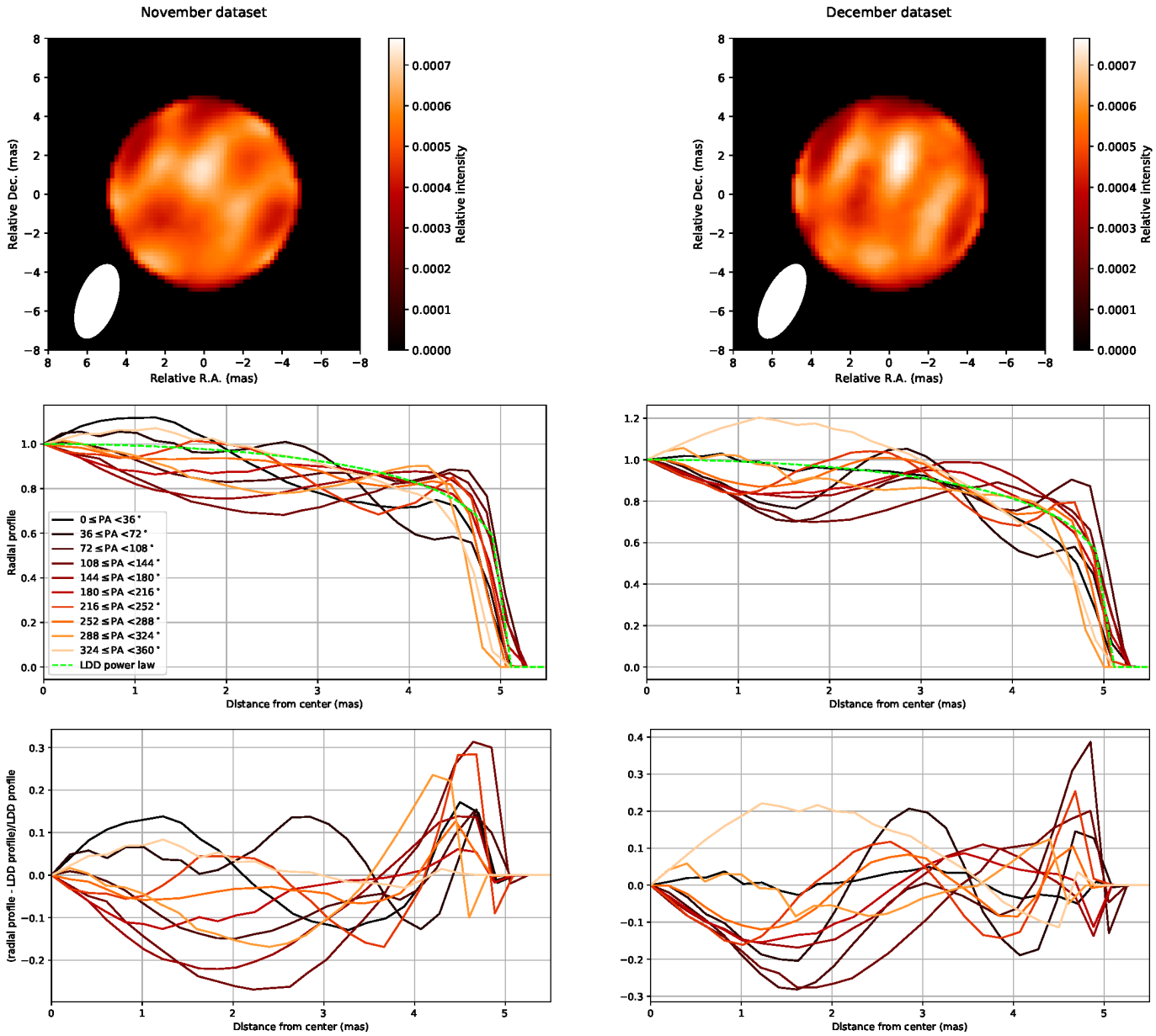


Fig. 2. Image reconstruction of CE Tau. The left (right) column correspond to the November (December, resp.) dataset. *First row:* mean images, North is up and East is left. The white ellipse in the bottom left corner represents the main lobe of the synthesized beam. *Second row:* radial profiles for various PA, 0° corresponds to the North and 90° to the East. The profiles are normalized to the luminosity at the star center. The green dashed line corresponds to the best fitted LDD model (Table 2). *Third row:* contrast profiles. The color codes the PA matching the second row.

Bordé, P., Coudé du Foresto, V., Chagnon, G., & Perrin, G. 2002, A&A, 393, 183
Chiavassa, A., Freytag, B., Masseron, T., & Plez, B. 2011a, A&A, 535, A22
Chiavassa, A., Norris, R., Montargès, M., et al. 2017, A&A, 600, L2
Chiavassa, A., Pasquato, E., Jorissen, A., et al. 2011b, A&A, 528, A120
Cruzalèbes, P., Jorissen, A., Chiavassa, A., et al. 2015, MNRAS, 446, 3277
Cruzalèbes, P., Jorissen, A., Rabbia, Y., et al. 2013, MNRAS, 434, 437
Fluri, D. M. & Stenflo, J. O. 2003, A&A, 398, 763
Gray, D. F. 2008, AJ, 135, 1450
Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734
Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923
Hestroffer, D. 1997, A&A, 327, 199
Josselin, E. & Plez, B. 2007, A&A, 469, 671
Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
Montargès, M., Chiavassa, A., Kervella, P., et al. 2017, ArXiv e-prints [arXiv:1705.07829]
Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2016, A&A, 588, A130
Pérez, F. & Granger, B. E. 2007, Computing in Science and Engineering, 9, 21
Schwarzschild, M. 1975, ApJ, 195, 137
Stenflo, J. O. 2005, A&A, 429, 713
Wang, Z., Bovik, A. C., Sheikh, H. R., & Simoncelli, E. P. 2004, IEEE Transactions on Image Processing, 13, 600

Appendix A: Observation log

Table A.1. Log of the PIONIER observations of CE Tau and its calibrators. The * corresponds to the November dataset, the + to the December dataset (see Sect. 3).

Date	Time (UT)	Star	Configuration
2016-Nov-14*,+	03:45	HR 1684	A0-B2-C1-D0
	04:09	CE Tau	A0-B2-C1-D0
	04:20	ϕ02 Tau	A0-B2-C1-D0
	04:28	HR 1684	A0-B2-C1-D0
	04:36	CE Tau	A0-B2-C1-D0
	04:44	ϕ02 Tau	A0-B2-C1-D0
2016-Nov-22*	05:07	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	05:16	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	05:24	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	05:36	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	05:46	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	05:56	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	06:19	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	06:24	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	06:35	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	06:45	HR 1684	D0-G2-J3-K0
2016-Dec-22	03:06	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	03:42	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	03:55	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0
	04:04	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	04:25	HR 1684	D0-G2-J3-K0
2016-Dec-23+	02:34	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0
	03:28	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	03:53	HR 1684	D0-G2-J3-K0
	03:59	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	04:16	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0
	04:26	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0
	04:35	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	04:48	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0
	04:56	CE Tau	D0-G2-J3-K0
	05:09	ϕ02 Ori	D0-G2-J3-K0

Notes. Note that other executions of the observing blocks exist in the archive but obtained a low quality grade.

Appendix B: (u, v) coverage

The (u, v) coverage for the three epochs we considered is represented individually on Fig. B.1.

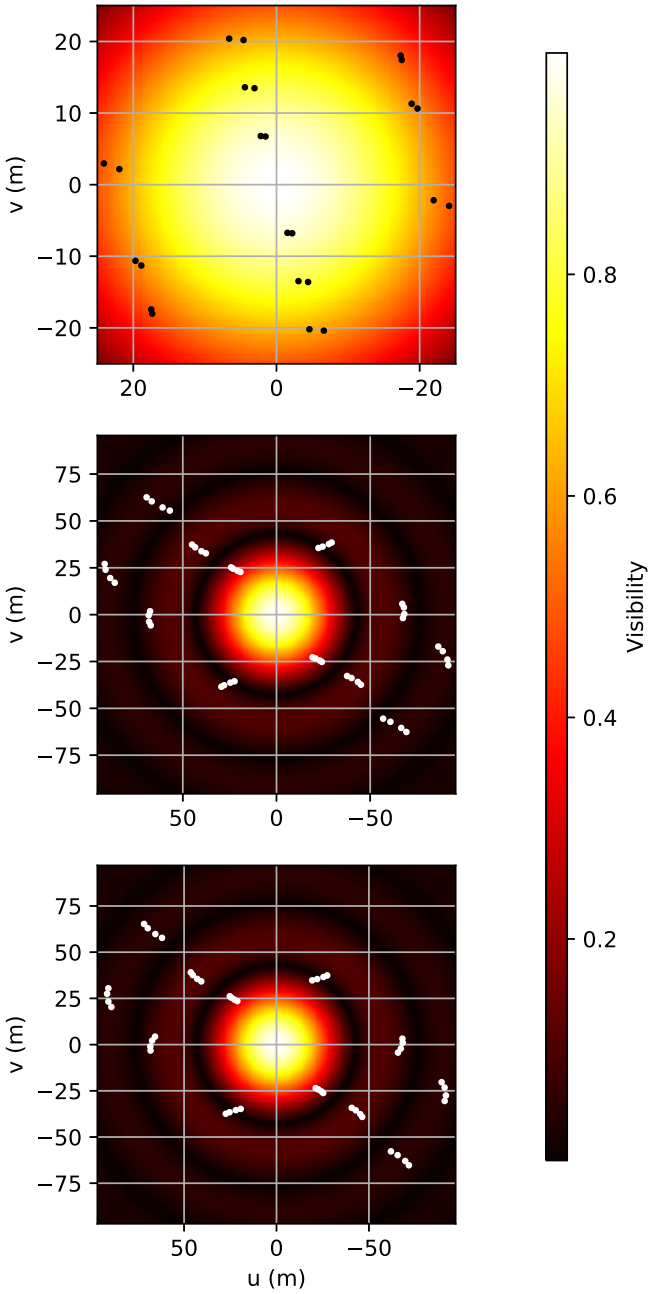


Fig. B.1. (u, v) coverage of our three epochs of VLTI/PIONIER observations of CE Tau. *Top:* 14 November 2016. *Middle:* 22 November 2016. *Bottom:* 23 December 2016. The underlying image corresponds to the best fitted LDD model of Sect. 3 (November dataset at the top and center, December dataset at the bottom).

Appendix C: Image reconstruction : additional figures

In addition to the mean reconstructed images presented in Sect. 4.1, we present in Fig. C.1 the mean images plus and minus the standard deviation.

Appendix D: Limb-darkened disk fit on intensity profiles

Table D.1 shows the detailed results of the fitting of a LDD power law model to the radial profiles presented on the middle row of Fig. 2 (see Sect. 4.2 for more details).

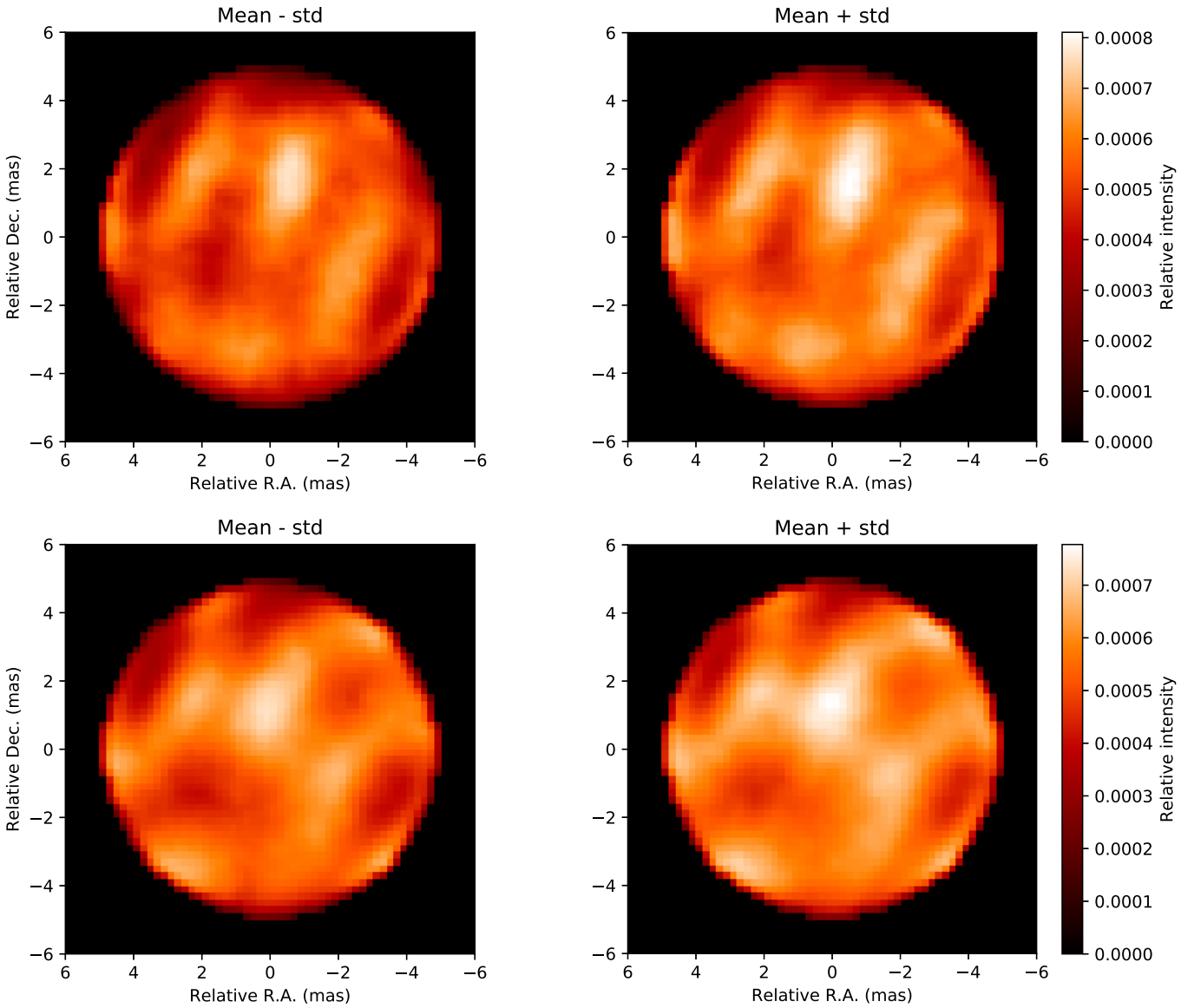


Fig. C.1. Mean reconstructed image (see Sect. 4.1) minus the standard deviation (*left column*) and plus the standard deviation (*right column*). The top row corresponds to the November dataset and the bottom row to the December dataset.

Table D.1. Fitted power law LDD profile parameters to the radial profiles derived from the SQUEEZE reconstructed images.

Dataset	PA (°)	$\theta_{\rm LDD}$ (mas)	$\alpha_{\rm LDD}$
November	$[0;36[$	9.85 ± 0.02	0.53 ± 0.06
	$[36;72[$	10.06 ± 0.16	0.73 ± 0.08
	$[72;108[$	10.11 ± 0.01	0.28 ± 0.05
	$[108;144[$	10.12 ± 0.03	0.50 ± 0.11
	$[144;180[$	10.17 ± 0.01	0.41 ± 0.07
	$[180;216[$	9.84 ± 0.08	0.36 ± 0.05
	$[216;252[$	10.00 ± 0.17	0.51 ± 0.08
	$[252;288[$	9.72 ± 0.01	0.35 ± 0.03
	$[288;324[$	9.60 ± 0.01	0.43 ± 0.06
	$[324;360[$	9.27 ± 0.53	0.32 ± 0.14
December	$[0;36[$	9.86 ± 0.01	0.53 ± 0.02
	$[36;72[$	10.19 ± 0.01	0.73 ± 0.07
	$[72;108[$	10.51 ± 0.01	0.49 ± 0.12
	$[108;144[$	10.16 ± 0.10	0.49 ± 0.12
	$[144;180[$	10.17 ± 0.01	0.33 ± 0.05
	$[180;216[$	10.17 ± 0.01	0.48 ± 0.05
	$[216;252[$	10.18 ± 0.01	0.49 ± 0.06
	$[252;288[$	9.76 ± 0.04	0.37 ± 0.05
	$[288;324[$	9.60 ± 0.01	0.44 ± 0.03
	$[324;360[$	9.46 ± 0.08	0.42 ± 0.09

Table des matières

Remerciements **3**

Sommaire **5**

Liste des notations utilisées **7**

Introduction **9**

1 Contexte astrophysique **11**
1.1 Stades évolutifs des étoiles froides 12
1.2 Atmosphères des étoiles froides 14
1.2.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes 15
1.2.2 Étoiles variables Mira et RV Tauri 17
1.2.3 Étoiles supergéantes rouges 19
1.3 Champ magnétique et dynamo solaire 21
1.4 Magnétisme des étoiles froides de séquence principale ($M_* < 1.1M_\odot$) . . . 22
1.5 Magnétisme des étoiles géantes rouges (RGB et AGB) 23
1.6 Magnétisme des étoiles RSG 24

2 Mesure et modélisation de la polarisation induite par un champ magnétique **27**
2.1 Mesure de la polarisation 28
2.1.1 Paramètres de Stokes 28
2.1.2 Le spectropolarimètre : NARVAL 29
2.1.3 Extraction et réduction des spectres 31
2.2 Effet Zeeman 32
2.3 Transfert de rayonnement en présence d'un champ magnétique 36
2.3.1 Solution champ faible 37
2.3.2 Solution analytique d'Unno-Rachkovsky 37
2.4 Mesure du champ magnétique 40
2.4.1 En lumière non polarisée 40
2.4.2 En lumière polarisée 41
2.4.3 Déconvolution moindres-carrés 41
2.4.4 Topologie du champ magnétique 43

3 Magnétisme de surface des étoiles froides et évoluées **45**
3.1 Magnétisme des étoiles froides évoluées 46
3.1.1 Étoiles de la branche asymptotique des géantes 46
3.1.2 Étoiles supergéantes rouges 47
3.1.3 Étoiles variables pulsantes 47
3.2 Normalisation des profils LSD 49
3.3 Probabilité de détection d'un signal stellaire 51

4 Magnétisme de surface des supergéantes rouges **53**
4.1 Détection du champ magnétique de surface des étoiles supergéantes rouges 54

4.2 La signification du *null* polarimétrique 54
4.3 Séparation de la composante Stokes V stellaire et parasite 57

5 Photosphère des supergéantes rouges et polarisation linéaire 71
5.1 Polarisarion linéaire non magnétique 72
5.1.1 Diffusion anisotrope 72
5.1.2 Polarisation de résonance 73
5.2 Polarisation du continu des étoiles froides 74
5.3 Dépendance de la polarisation du continu avec différents paramètres . . . 78
5.3.1 Dépendance en longueur d'onde 78
5.3.2 Dépendance avec les paramètres stellaires (T_{eff} et log g) 78
5.3.3 Dépendance avec l'anisotropie du rayonnement 79
5.4 Influence des raies spectrales sur la polarisation du continu 82
5.5 Polarisation du continu et inhomogénéités de surface 84
5.6 Mesure de polarisation du continu avec NARVAL 86
5.7 Le spectre polarisé linéairement de Bételgeuse 87
5.8 Cartographie de la photosphère des étoiles RSG avec NARVAL 88
5.9 Observations des étoiles CE Tau et μ Cep 92
5.9.1 La supergéante rouge CE Tau 93
5.9.2 La supergéante rouge μ Cep 98
5.10 Importance relative des processus de polarisation et dépolarisation 102
5.10.1 Interférences d'états J 102
5.10.2 Hauteur de formation du doublet du sodium 104

6 Pulsation - polarisation : le cas des étoiles variables pulsantes 109
6.1 Origine des signaux polarisés linéairement 110
6.2 Profils LSD : cas de la polarisation de résonance 113
6.3 Champs de vitesses et anisotropie du rayonnement 117

Conclusions et perspectives 121

A Tables des observations du programme d'observation (LP) 127

B Nouveau regard sur la dynamique en surface des étoiles supergéantes rouges 135

C Coefficients d'émission pour un atome à deux termes 145

Liste des figures 147

Liste des tables 149

Bibliographie 151

Publications 159

Table des matières 179

Ce document a été préparé à l'aide du logiciel de composition typographique
LaTeX 2_ε

Spectropolarimetric study of cool evolved stars

Benjamin Tessore

Thesis supervisors : Agnès Lèbre and Julien Morin

Abstract

In this thesis work, full Stokes (I, Q, U & V) spectropolarimetric observations of cool evolved stars have been analysed.

I have measured a weak magnetic field at the surface of three well known red supergiant stars. Furthermore, I have shown that the strong level of linear polarisation, measured for these stars, can lead to some ambiguity in the measurement of magnetic fields. This strong, non-magnetic, linear polarisation originate from depolarisation of the continuum which, in turn, is only detectable because of symmetry-breaking effects on the stellar disk. I study in some details the continuum polarisation of RSG stars and I present a way of mapping symmetry-breaking structures through the mean of a spectropolarimetric model. Good agreement with interferometric observations is reached.

Besides, pulsating variable stars also show strong linearly polarised features in their spectra. These features are due to resonant scattering polarisation associated to metallic lines, a phenomenon reminiscent of the second solar spectrum. For these stars, the velocity gradients, pertaining to the shock waves propagating through their atmosphere, enhance the intrinsic polarisation of the lines. This « Doppler brightening » effect, well known in the solar case, offer a new innovative method for the analysis of these stars.

Keywords : stars : late type –techniques : spectropolarimetric –stars : magnetic fields – scattering

Étude spectropolarimétrique des étoiles froides évoluées

Benjamin Tessore

Directeurs de thèse : Agnès Lèbre et Julien Morin

Thèse soutenue le **09/10/2017** à **Montpellier**
Discipline : **Astrophysique**

Résumé

Dans cette thèse, j'analyse des observations spectropolarimétriques d'étoiles froides évoluées dans tous les paramètres de Stokes (I, Q, U et V).

L'étude des spectres polarisés circulairement de trois étoiles supergéantes rouges (RSG) m'a permis de détecter un faible champ magnétique (de l'ordre de 1 Gauss) à leur surface ainsi que de mettre en évidence l'influence de la forte polarisation linéaire de ces étoiles sur la mesure du champ magnétique. Cette forte polarisation linéaire est d'origine non magnétique et est reliée à la polarisation du continu dont l'observabilité résulte de la présence de structures brisants la symétrie du disque stellaire. Après une analyse en profondeur de la polarisation du continu des étoiles RSG, j'utilise un modèle analytique spectropolarimétrique permettant de remonter à la position sur le disque de ces structures, en bon accord avec des observations interférométriques.

Les étoiles variables pulsantes montrent elles aussi des signaux polarisés linéairement intenses dont l'origine est la polarisation intrinsèque (où de résonance) associée à certaines raies spectrales. Pour ces étoiles, les gradients de vitesses, introduits par les ondes de chocs se propageant dans leur atmosphère, amplifient la polarisation intrinsèque des raies, un mécanisme d'« éclaircissement Doppler », bien connu dans le cas du Soleil, qui offre de nouvelles perspectives dans l'étude de ces objets.

Mots-clés : étoiles de type spectral tardif – spectropolarimétrie – champs magnétiques stellaires – diffusion

---

Laboratoire Univers et Particules de Montpellier (UMR5299)
Université de Montpellier
Place Eugène Bataillon
34095 Montpellier
FRANCE