



**HAL**  
open science

# Caractériser le champ magnétique et l'activité des étoiles jeunes avec SPIRou

Benjamin Finociety

► **To cite this version:**

Benjamin Finociety. Caractériser le champ magnétique et l'activité des étoiles jeunes avec SPIRou. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2022. Français. NNT : 2022TOU30233 . tel-04026271

**HAL Id: tel-04026271**

**<https://theses.hal.science/tel-04026271>**

Submitted on 13 Mar 2023

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**  
Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par  
**Benjamin FINOCIETY**

Le 13 décembre 2022

**Caractériser le champ magnétique et l'activité des étoiles jeunes  
avec SPIROU**

---

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de  
l'Espace**

Spécialité : **Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie**

Unité de recherche :  
**IRAP - Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie**

Thèse dirigée par  
**Jean-François DONATI**

Jury

M. Andrew COLLIER CAMERON, Rapporteur  
Mme Catherine DOUGADOS, Rapporteur  
M. Julien MORIN, Examineur  
M. Jérôme BOUVIER, Examineur  
M. Clément BARUTEAU, Examineur  
M. Jean-François DONATI, Directeur de thèse  
M. Pascal PETIT, Président



# Résumé

Les étoiles de faible masse de la pré-séquence principale (PSP), âgées de quelques millions d'années et appelées étoiles T Tauri (TTS), présentent souvent une activité magnétique intense induisant des fluctuations photométriques et en vitesses radiales (VR) réduisant nos chances de détection de jeunes planètes nécessaires pour contraindre les modèles d'évolution stellaire et planétaire. Le champ magnétique stellaire responsable de cette activité trouve son origine dans les processus de dynamo œuvrants dans les couches convectives externes de l'étoile. La présence de ce champ induit, au travers de l'effet Zeeman (proportionnel au carré de la longueur d'onde), des distorsions dans les raies spectrales de l'étoile observée ainsi que certaines signatures spécifiques en lumière polarisée. L'infrarouge (IR) proche permet donc une meilleure sensibilité que le domaine visible utilisé la plupart du temps pour caractériser les champs magnétiques stellaires et comprendre les mécanismes de dynamo sous-jacents.

Au cours de cette thèse, nous avons étudié la topologie magnétique et l'activité de deux étoiles T Tauri à faibles raies d'émission (V410 Tau et LkCa 4), *i.e.* étoiles TTS dont la majeure partie du disque d'accrétion s'est dissipée, en utilisant des données collectées avec le spectropolarimètre infrarouge SPIRou et le télescope spatial TESS. En inversant les distorsions des profils en lumière non-polarisée et les signatures Zeeman en polarisation circulaire, l'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) nous a permis de reconstruire la distribution des taches et le champ magnétique à grande échelle à la surface de ces étoiles. Nos reconstructions montrent que ce champ est intense, allant de  $\sim 400$  G à  $\sim 1.9$  kG, pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement. Bien qu'entièrement convectives, ces deux étoiles présentent notamment un fort champ toroïdal contrairement à la plupart des étoiles PSP et SP de structure similaire, pour lesquelles le champ est majoritairement poloidal. Nos résultats illustrent que les observations IR sont moins sensibles au contraste entre les taches et la photosphère calme, puisque l'on retrouve des couvertures en taches plus de deux fois inférieures à celles observées dans le domaine visible pour ces mêmes étoiles. L'activité stellaire perturbe néanmoins les mesures de VR. Nous avons alors filtré son impact en (i) utilisant un modèle basé sur les cartes reconstruites avec ZDI et (ii) en appliquant une régression par processus Gaussiens aux VR brutes. Les VR filtrées obtenues avec ces méthodes suggèrent qu'aucune planète massive n'orbite à proximité immédiate de ces étoiles, en accord avec les études précédentes.

À l'aide de ZDI, on estime par ailleurs que la rotation différentielle à la surface de V410 Tau et LkCa 4 est 7 à 10 fois plus faible que celle du Soleil. Toutefois, les étoiles TTS montrent souvent une variabilité intrinsèque ne pouvant être due à la rotation différentielle et qu'il est impossible de modéliser avec ZDI. Nous avons donc développé une méthode novatrice, baptisée TIMeS (*Time-dependent Imaging of Magnetic Stars*), basée sur les approximations parcimonieuses et les processus Gaussiens afin de reconstruire la topologie magnétique des étoiles TTS et de modéliser son évolution temporelle, à partir d'une série temporelle de signatures Zeeman en polarisation circulaire.

Les futures données SPIRou et l'application de la méthode TIMeS à des données réelles offriront l'opportunité de mieux caractériser le champ magnétique (et sa variation temporelle) des étoiles TTS ou post-TTS dans les prochaines années. Il est, de plus, envisageable d'étendre cette nouvelle technique d'imagerie à la reconstruction de la distribution de brillance à la surface de telles étoiles afin d'améliorer la modélisation de l'activité stellaire (et le filtrage des VR), en utilisant un modèle à la fois physique et flexible.





# Abstract

Low-mass pre-main-sequence (PMS) stars, aged of a few millions years are called T Tauri stars (TTSs). They often show a strong magnetic activity generating photometric and velocimetric (radial velocity / RV) fluctuations that reduce our chance to detect young planets, necessary to constrain theoretical models of stellar and planetary evolution. The magnetic field responsible for this activity originates from dynamo processes at work in the outer layers of the star. Through the Zeeman effect (proportional to the square of the wavelength), this field induces distortions in the stellar spectral lines and specific signatures in polarized light. The infrared domain therefore provides a better sensitivity than the optical used most of the time to characterize stellar magnetic fields and to understand the underlying dynamo processes.

During this PhD, we studied the magnetic topology and activity of two weak-line T Tauri stars (V410 Tau and LkCa 4), *i.e.* two TTSs for which most of their accretion disk has already dissipated, based on data collected with the infrared spectropolarimeter SPIRou and the space probe TESS. Zeeman-Doppler Imaging (ZDI) allows us to reconstruct the brightness map (*i.e.* the distribution of spots) and the large-scale magnetic field at the surface of both stars, by inverting the spectral line profiles in unpolarized and circularly polarized light. Our reconstructions show that the large-scale magnetic field is strong, going from  $\sim 400$  to  $\sim 1.9$  kG, for V410 Tau and LkCa 4, respectively. Although both stars are fully convective, they exhibit a strong toroidal field unlike most of the PMS and MS stars having a similar internal structure, for which the field is mostly poloidal. Our results illustrate that infrared observations are less sensitive to the contrast between the spots and the quiet photosphere as we find spot coverages more than twice smaller than those reported in the optical for the same stars. However, the stellar activity has an impact on the RV measurements. We thus filtered the activity jitter by (i) using a model based on our ZDI reconstruction and (ii) applying Gaussian process regression to our raw RVs. The filtered RVs obtained from these models suggest that there is no close-in massive planet orbiting these two stars, in agreement with previous studies.

Thanks to ZDI, we estimate that the surface differential rotation of V410 Tau et LkCa 4 is 7 to 10 times weaker than that of the Sun. In addition, TTSs also show an intrinsic variability that cannot be due to the differential rotation and that cannot be modeled with ZDI. We therefore developed a new method, named Time-dependent Imaging of Magnetic Stars (TIMeS), based on sparse approximations and Gaussian processes to reconstruct the magnetic topology of TTSs and model its temporal evolution from the Zeeman signatures time series of circularly polarized profiles.

Collecting more observations with SPIRou and applying TIMeS to actual data will offer the opportunity to better characterize the magnetic field (and the existence of potential cycles) of TTSs in the next few years. In addition, it is possible to extend our new imaging method to the reconstruction of the brightness distribution at the surface of such stars in order to improve the modelling of stellar activity (and its filtering from RV curves) using a model which is both physical and flexible.



# Remerciements

Ce manuscrit présente l'ensemble des travaux de recherche réalisés pendant ma thèse de doctorat effectuée au sein de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) de Toulouse. Ces trois années ont été riches d'enseignements et il est maintenant temps de remercier l'ensemble des personnes qui m'ont permis de vivre cette grande aventure.

Cette thèse a été financée par le programme de recherche et innovation H2020 du conseil de recherche européen (ERC, #740651 NewWorlds) que je tiens à remercier cordialement.

J'aimerais remercier les rapporteurs de ce manuscrit, Andrew Collier Cameron et Catherine Dougados, pour avoir accepté de relire ce document et pour les conseils prodigués. Mes remerciements s'étendent également à l'ensemble des examinateurs de ma soutenance de thèse, à savoir Jérôme Bouvier, Clément Baruteau et Pascal Petit.

Je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à mon directeur de thèse, Jean-François Donati, sans qui ce projet de thèse passionnant n'aurait jamais pu être possible. En particulier, je le remercie de m'avoir fait confiance pour effectuer ces travaux, d'avoir toujours été disponible tout au long de ma thèse et d'avoir pris le temps de m'initier à des domaines complexes comme l'imagerie Zeeman-Doppler, la spectropolarimétrie et la modélisation de séries temporelles en vitesses radiales et en photométrie.

Merci aussi aux membres de l'équipe PS2E pour leur accueil, et notamment Claire et Arturo pour leur gentillesse et pour nous avoir permis de visiter et dormir sur le Pic du Midi cet été!

Mes remerciements, plus personnels, vont également à tous ceux que j'ai pu côtoyer au cours de ma thèse. En particulier, je remercie Louise d'avoir pris le temps de me passer le relais en matière d'imagerie Zeeman-Doppler à la fin de sa thèse. Bien entendu, un très grand merci à Baptiste qui a toujours accepté de répondre à mes nombreuses interrogations (notamment sur les processus Gaussiens) avec le sourire même dans ses périodes de rush. Une pensée pour Paul qui a partagé le même bureau que moi ces dernières années, même si la pandémie nous en a éloigné une bonne partie du temps.

Je souhaite conclure ce chapitre en remerciant les personnes qui me sont le plus chères. Merci à Sylvie de m'avoir soutenu dans ce projet en quittant sa Belgique natale pour découvrir Toulouse, par amour. Merci aussi à elle de m'avoir écouté et supporté au cours de ces dernières années même pendant les périodes de stress plus intense, et pendant les mois de confinement de 2020. Merci aussi de m'avoir permis de sortir la tête de l'eau régulièrement, notamment au travers de nombreuses sorties cinéma qui m'autorisaient à ne plus penser à tout le travail à accomplir le temps d'un film. Merci également d'avoir pris le temps de relire ce manuscrit et de débusquer de nombreuses fautes qui piquent les yeux! J'ai aussi une tendre pensée pour un autre membre de mon foyer, mon cochon d'Inde Orion qui a su apporter de la joie et de la bonne humeur au quotidien pendant 2 ans et demi. Je remercie

aussi les parents de Sylvie pour être venu me soutenir lors de la soutenance de thèse, nous avoir donné l'accès à leur maison proche de la mer pour se ressourcer mais également pour m'avoir fait découvrir d'autres paysages comme l'Alsace et l'Espagne au cours de ces trois dernières années.

Merci à mes parents pour leur soutien indéfectible depuis toutes ces années. Je ne les remercierai jamais assez pour tout ce qu'ils ont fait pour moi pour me permettre d'en arriver là aujourd'hui, d'avoir toujours fait en sorte que je puisse avancer dans des conditions optimales tout au long de mon cursus universitaire. Merci pour tout l'amour qu'ils m'ont donné et qu'ils continuent de me donner, et que j'essaie de leur rendre à ma manière. En particulier, je souhaite les remercier encore une fois de m'avoir permis d'aller étudier l'astrophysique loin d'eux à l'Université de Liège en Belgique et de poursuivre avec un doctorat à Toulouse. Merci enfin d'avoir pu organiser le pot de thèse, fortement nécessaire après une soutenance débutant à 11h!

Je pense aussi à ma grand-mère, fière d'avoir pu suivre l'ensemble de mon parcours jusqu'à la soutenance. Et bien entendu, même si les aléas de la vie font qu'il n'a pas pu assister en personne à cette grande et belle aventure, ma plus grande pensée va à mon grand-père qui m'a toujours soutenu et donné l'envie d'être toujours plus curieux. Ce manuscrit leur est dédié.

# Avant-propos

Afin de pouvoir étudier et mieux comprendre la formation et l'évolution des étoiles de faible masse (*i.e.*  $M_* < 1.5 M_\odot$ ) ainsi que des systèmes planétaires, il est nécessaire d'observer des étoiles à différentes phases de l'évolution. Les étoiles de la pré-séquence principale, comme les étoiles T Tauri (TTS), correspondent aux premiers stades de l'évolution stellaire et représentent des cibles de choix pour comprendre la naissance de nouveaux mondes. On distingue les étoiles T Tauri classiques (cTTSs), entourées d'un disque d'accrétion au sein duquel les planètes peuvent se former, des étoiles T Tauri à faibles raies d'émission (wTTSs) pour lesquelles la majeure partie du disque s'est déjà dissipée.

Les étoiles TTS présentent généralement une forte activité magnétique qui trouve son origine dans les processus de dynamo opérant dans les couches convectives externes, *i.e.* au travers de l'interaction entre la rotation de l'étoile et les mouvements convectifs. Cette dynamo engendre un champ magnétique de surface pouvant être très intense (d'une centaine à quelques milliers de gauss) qui donne naissance à des structures visibles à la surface des étoiles similaires à celles observées sur le Soleil (*e.g.* taches sombres et froides ou au contraire brillantes et chaudes). Ces inhomogénéités au niveau de la photosphère stellaire induisent des fluctuations photométriques ( $\geq 0.5$  mag en bande  $V$  pour les plus actives; *e.g.* Grankin et al. 2008) et vélocimétriques (*i.e.* en vitesses radiales/VR; quelques  $\text{km s}^{-1}$ ; *e.g.* Prato et al. 2008; Yu et al. 2019) représentant le plus gros obstacle actuel pour détecter des exoplanètes autour de ces étoiles. De plus, leur activité intense a un impact direct sur l'atmosphère des planètes et les conditions d'habitabilité (*e.g.* Lammer et al. 2007), ce qui fait de ces étoiles des cibles très intéressantes d'un point de vue planétaire également.

La spectropolarimétrie s'avère être un atout majeur pour révéler la topologie magnétique à grande échelle et ainsi explorer les mécanismes de dynamo sous-jacents et les phénomènes d'activité stellaire. En particulier, la présence d'un champ magnétique induit des déformations dans les raies spectrales, au travers de l'effet Zeeman, et produit des signatures spécifiques en lumière polarisée. L'utilisation de techniques tomographiques comme l'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI; Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006b) permet alors d'utiliser ces distorsions de raies ainsi que les signatures polarisées afin de reconstruire la distribution des taches et le champ magnétique à grande échelle à la surface de l'étoile. Cette technique a permis de cartographier le champ magnétique d'une dizaine de cTTSs et d'une dizaine de wTTSs (*e.g.* Donati et al. 2007, 2013; Hill et al. 2017; Alencar et al. 2018; Yu et al. 2019; Bouvier et al. 2020), notamment dans le cadre des programmes MaPP (*Magnetic Protostars and Planets*) et MaTYSSSE (*Magnetic Topologies of Young Stars and the Survival of close-in giant Exoplanets*) visant à étudier la topologie magnétique des étoiles TTS à partir de données obtenues dans le domaine visible avec le spectropolarimètre ESPaDOnS (Donati, 2003) installé au Télescope Canada-France-Hawaii (TCFH). Les résultats apportés par ces programmes montrent que la plupart des étoiles TTS suivent une tendance générale, à savoir que leur topologie magnétique reflète leur structure interne (Donati & Landstreet, 2009; Morin et al., 2010; Gregory et al., 2012) : le champ magnétique est plus simple, et majoritairement axisymétrique, lorsque l'étoile est principalement convective alors que des topologies plus complexes apparaissent lorsque l'étoile devient largement radiative. De plus, deux planètes massives proches de leur étoile (appelées Jupiters chauds) ont pu être détectées au travers des signaux périodiques induits par ces planètes dans les courbes de VR

de l'étoile hôte grâce au programme MaTYSSSE (Donati et al., 2016; Yu et al., 2017).

L'observation dans l'infrarouge (IR) proche apporte toutefois de nombreux avantages pour atteindre ces mêmes objectifs. En effet, de par leur température effective plus basse que celle du Soleil, les étoiles TTS émettent l'essentiel de leur lumière dans ce domaine de longueurs d'onde, ce qui rend leur observation plus aisée. De plus, grâce au contraste plus faible entre les taches et la photosphère que dans le domaine visible, les observations IR apportent un gain significatif au niveau vélocimétrique. L'amplitude des fluctuations VR induites par l'étoile elle-même est en effet largement réduite (typiquement par un facteur 2; Mahmud et al. 2011; Crockett et al. 2012) facilitant la détection de Jupiters chauds autour de ces étoiles. De plus, l'effet Zeeman est plus prononcé dans l'IR proche ce qui augmente la sensibilité des spectropolarimètres aux champs magnétiques, aussi bien à grande qu'à petite échelle.

Suite aux succès des spectropolarimètres ESPaDOnS et NARVAL, le spectropolarimètre infrarouge SPIRou (Donati et al., 2020a), installé au TCFH en 2018, a été conçu dans le but de (i) pouvoir caractériser des systèmes planétaires, potentiellement habitables, autour des naines M et (ii) d'étudier la topologie magnétique de ces étoiles et des étoiles TTS afin de mieux contraindre les processus de dynamo en bénéficiant de l'effet Zeeman renforcé dans l'IR. Au cours de ma thèse réalisée dans le cadre du projet ERC NewWorlds, j'ai pu analyser les premières données collectées avec SPIRou, dans le cadre du programme d'observation appelé *SPIRou Legacy Survey* (SLS), afin de confirmer et amplifier les résultats obtenus au cours du programme MaTYSSSE à partir de nouveaux jeux de données (obtenus dans un autre domaine de longueurs d'onde) et de mettre en évidence certaines différences entre les domaines visible et IR. Les études précédentes ont notamment montré que la surface et la topologie magnétique à grande échelle des wTTSs actives évoluent naturellement sur des échelles de temps allant de quelques mois à quelques années. Toutefois, l'imagerie Zeeman-Doppler actuelle ne permet pas de modéliser l'évolution intrinsèque des étoiles, malgré de premières tentatives pour prendre en compte la dépendance temporelle de la brillance à la surface de l'étoile (Yu et al., 2019). Cette thèse a donc été l'opportunité de développer une méthode novatrice inspirée de ZDI, mais plus flexible, permettant de retrouver la dépendance temporelle de la topologie magnétique à grande échelle des étoiles actives (*e.g.* TTS ou post TTS) en vue de pouvoir l'appliquer aux données collectées avec SPIRou.

Le Chapitre 1 de ce manuscrit présente de manière détaillée le contexte astrophysique dans lequel s'inscrit ma thèse. Le Chapitre 2 présente les méthodes, comme ZDI et les processus Gaussiens, utilisées pour l'étude des données SPIRou. Dans le Chapitre 3, j'utilise les données SPIRou collectées dans le cadre du SLS pour étudier l'activité magnétique de deux wTTSs aux propriétés similaires et dont la topologie magnétique se dégage de la tendance générale. Le Chapitre 4 décrit le principe de fonctionnement de la nouvelle méthode d'imagerie indirecte développée au cours de cette thèse et montre son efficacité au travers de simulations. Enfin, le Chapitre 5 permet de conclure et d'envisager des perspectives d'avenir pour prolonger le travail qui a été engagé lors de cette thèse.

# Table des matières

Liste des notations et unités	1
<b>1 Contexte astrophysique</b>	<b>3</b>
1.1 Formation stellaire et planétaire	4
1.1.1 Cycle de vie d'une étoile	4
1.1.1.1 D'un nuage moléculaire à une proto-étoile	4
1.1.1.2 Phase pré-séquence principale	6
1.1.1.3 Évolution des étoiles	8
1.1.2 Formation et évolution d'un système planétaire	9
1.1.2.1 Lieu de formation : le disque protoplanétaire	9
1.1.2.2 Du grain de poussière à la naissance d'une planète	10
1.1.2.3 Évolution orbitale des planètes	12
1.2 Détection des exoplanètes : méthodes et bilan actuel	13
1.2.1 Méthode des vitesses radiales	14
1.2.1.1 Principe	14
1.2.1.2 Mesure de la vitesse radiale par l'observation	14
1.2.1.3 Limitations de la précision	15
1.2.1.4 Quelques instruments pour la mesure de vitesse radiale	17
1.2.2 Transit photométrique	18
1.2.2.1 Paramètres planétaires à partir d'une courbe de lumière	18
1.2.2.2 Caractérisation de l'atmosphère planétaire	19
1.2.2.3 Intérêt d'un suivi en vitesses radiales	19
1.2.3 Autres méthodes indirectes	21
1.2.4 Imagerie directe	22
1.2.5 Une richesse d'exoplanètes	23
1.3 L'activité stellaire comme limitation majeure à la détection des exoplanètes	24
1.3.1 Indicateurs d'activité	24
1.3.2 Champ magnétique	27
1.3.2.1 L'effet dynamo	27
1.3.2.2 Impact du champ magnétique sur la vitesse radiale	27
1.3.3 Phénomènes d'activité magnétique	28
1.3.3.1 Taches	28
1.3.3.2 Éruptions ( <i>flares</i> ) et éjections de masse coronale	31
1.4 SPIRou : un SpectroPolarimètre InfraRouge	32
1.4.1 Avantages et inconvénients de l'infrarouge	32
1.4.2 Description de l'instrument	33



1.4.3	SPIRou Legacy Survey . . . . .	34
1.5	Objectifs de la thèse de doctorat . . . . .	35
<b>2</b>	<b>Techniques pour modéliser l'activité stellaire</b>	<b>37</b>
2.1	Principes physiques . . . . .	38
2.1.1	Polarisation de la lumière . . . . .	38
2.1.2	Effet Zeeman . . . . .	38
2.1.3	Détection de l'effet Zeeman . . . . .	40
2.2	Imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) . . . . .	42
2.2.1	Traitement des données spectropolarimétriques . . . . .	42
2.2.2	Idée générale . . . . .	43
2.2.3	Fonctionnement de ZDI . . . . .	44
2.2.3.1	Description du champ magnétique . . . . .	44
2.2.3.2	Calcul des profils synthétiques . . . . .	46
2.2.3.3	Inversion par maximum d'entropie . . . . .	48
2.3	Processus Gaussiens . . . . .	50
2.3.1	Principe général . . . . .	50
2.3.1.1	Définition . . . . .	50
2.3.1.2	Régression par processus Gaussiens . . . . .	50
2.3.1.3	Fonctions de covariance . . . . .	51
2.3.2	Modélisation de l'activité . . . . .	53
2.3.2.1	Activité seule . . . . .	53
2.3.2.2	Activité et planète . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Étude d'étoiles jeunes : V410 Tau et LkCa 4</b>	<b>55</b>
3.1	Présentation des cibles . . . . .	56
3.1.1	V410 Tau . . . . .	56
3.1.2	LkCa 4 . . . . .	59
3.2	Photométrie . . . . .	61
3.2.1	Lissage de la courbe de lumière TESS . . . . .	61
3.2.2	Comparaison des observations photométriques TESS et AZT-11 . . . . .	62
3.2.3	Inclure la photométrie TESS dans ZDI . . . . .	64
3.3	Tomographie stellaire . . . . .	65
3.3.1	Reconstruction de la brillance . . . . .	67
3.3.2	Estimation du taux de couverture réel . . . . .	68
3.3.3	Champ magnétique . . . . .	72
3.4	Rotation différentielle . . . . .	74
3.5	Vitesses radiales . . . . .	77
3.5.1	Comparaison avec le domaine visible . . . . .	78
3.5.2	Filtrage de l'activité . . . . .	78
3.5.3	Estimation de la masse maximale d'une planète détectable avec nos données . . . . .	80
3.6	Activité chromosphérique . . . . .	82
3.6.1	Méthode d'analyse . . . . .	82
3.6.2	Comportement des raies dans les wTTSS . . . . .	84

<b>4</b>	<b>Imagerie d'un champ magnétique variable dans le temps</b>	<b>87</b>
4.1	Représentations parcimonieuses . . . . .	88
4.2	Description de la méthode TIMEs . . . . .	91
4.2.1	Description du champ magnétique . . . . .	91
4.2.2	Vue générale . . . . .	91
4.2.3	Étapes préliminaires . . . . .	92
4.2.3.1	Création d'une base de données de profils Stokes $V$ . . . . .	92
4.2.3.2	Détermination du temps caractéristique des régions magnétiques . . . . .	92
4.2.4	Processus général . . . . .	93
4.2.4.1	Sélection des modes . . . . .	93
4.2.4.2	Modélisation de la dépendance temporelle avec des processus Gaussiens . . . . .	96
4.2.4.3	Obtention des profils synthétiques et des cartes magnétiques associées . . . . .	99
4.3	Simulations basiques . . . . .	99
4.3.1	Champ purement poloïdal . . . . .	100
4.3.2	Champ purement toroïdal . . . . .	101
4.3.3	Champ poloïdal et toroïdal . . . . .	101
4.4	Performances de la méthode . . . . .	101
4.4.1	Paramètres stellaires . . . . .	103
4.4.2	Champ magnétique plus complexe . . . . .	107
4.4.3	Observations . . . . .	108
4.4.4	Paramètres internes . . . . .	113
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>115</b>
	<b>Table des Figures</b>	<b>132</b>
	<b>Liste des Tableaux</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Polarisation</b>	<b>135</b>
A.1	Paramètres de Stokes . . . . .	135
A.2	Transfert de rayonnement en lumière polarisée . . . . .	136
A.2.1	Équations générales . . . . .	136
A.2.2	Solution de Unno-Rachkovsky . . . . .	137
<b>B</b>	<b>Harmoniques Sphériques</b>	<b>139</b>
B.1	Définition des harmoniques sphériques . . . . .	139
B.2	Vecteurs Harmoniques Sphériques . . . . .	141
B.3	Décomposition du champ magnétique . . . . .	141
<b>C</b>	<b>Publications</b>	<b>143</b>



# Liste des notations et unités

## Acronymes

CB	Décalage vers le bleu convectif ( <i>convective blueshift</i> )
CCF	Fonction de corrélation croisée
cTTS	Étoile T Tauri classique
DSE	Distribution Spectrale d'Énergie
GP	Processus Gaussien
GPR	Régression par Processus Gaussien
HR	Hertzsprung-Russell
IR	Infrarouge
JOS	Jeune Objet Stellaire
LSD	Déconvolution par moindres carrés
MCMC	Monte-Carlo par Chaînes de Markov
PSP	Pré-Séquence Principale
RFS	Région de Formation Stellaire
RM	Rossiter-McLaughlin
SLS	<i>SPIRou Legacy Survey</i>
SNR	Signal sur bruit
SP	Séquence Principale
SPIRou	SpectroPolarimètre InfraRouge
TCFH	Télescope Canada-France-Hawaii
TIMeS	Time-dependent Imaging of Magnetic Stars
TTS	T Tauri
TTV	Transit Timing Variations
VLE	Variation de Largeur Équivalente
VR	Vitesse Radiale
wTTS	Étoile T Tauri à faibles raies d'émission
ZAMS	Séquence principale d'âge zéro ( <i>Zero Age Main Sequence</i> )
ZDI	Imagerie Zeeman-Doppler

---

**Notations**

$i$	Inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée
$\log g$	Gravité de surface logarithmique
$M_*$	Masse stellaire
$M_\odot$	Masse solaire
$M_{\text{jup}}$	Masse jovienne
$M_\oplus$	Masse terrestre
$P_{\ell,m}$	Polynôme de Legendre associé de degré $\ell$ et d'ordre $m$
$P_{\text{rot}}$	Période de rotation stellaire
$R_*$	Rayon stellaire
$R_\odot$	Rayon solaire
$M_{\text{jup}}$	Rayon jovien (à l'équateur pour une pression de 1 bar)
$R_\oplus$	Rayon terrestre
$Ro$	Nombre de Rossby
$T_{\text{eff}}$	Température effective
$v \sin i$	Vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée
$Y_{\ell,m}$	Mode d'harmonique sphérique de degré $\ell$ et d'ordre $m$

# 1 | Contexte astrophysique

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Formation stellaire et planétaire</b>	<b>4</b>
1.1.1	Cycle de vie d'une étoile	4
1.1.1.1	D'un nuage moléculaire à une proto-étoile	4
1.1.1.2	Phase pré-séquence principale	6
1.1.1.3	Évolution des étoiles	8
1.1.2	Formation et évolution d'un système planétaire	9
1.1.2.1	Lieu de formation : le disque protoplanétaire	9
1.1.2.2	Du grain de poussière à la naissance d'une planète	10
1.1.2.3	Évolution orbitale des planètes	12
<b>1.2</b>	<b>Détection des exoplanètes : méthodes et bilan actuel</b>	<b>13</b>
1.2.1	Méthode des vitesses radiales	14
1.2.1.1	Principe	14
1.2.1.2	Mesure de la vitesse radiale par l'observation	14
1.2.1.3	Limitations de la précision	15
1.2.1.4	Quelques instruments pour la mesure de vitesse radiale	17
1.2.2	Transit photométrique	18
1.2.2.1	Paramètres planétaires à partir d'une courbe de lumière	18
1.2.2.2	Caractérisation de l'atmosphère planétaire	19
1.2.2.3	Intérêt d'un suivi en vitesses radiales	19
1.2.3	Autres méthodes indirectes	21
1.2.4	Imagerie directe	22
1.2.5	Une richesse d'exoplanètes	23
<b>1.3</b>	<b>L'activité stellaire comme limitation majeure à la détection des exoplanètes</b>	<b>24</b>
1.3.1	Indicateurs d'activité	24
1.3.2	Champ magnétique	27
1.3.2.1	L'effet dynamo	27
1.3.2.2	Impact du champ magnétique sur la vitesse radiale	27
1.3.3	Phénomènes d'activité magnétique	28
1.3.3.1	Taches	28
1.3.3.2	Éruptions ( <i>flares</i> ) et éjections de masse coronale	31
<b>1.4</b>	<b>SPIROu : un SpectroPolarimètre InfraRouge</b>	<b>32</b>
1.4.1	Avantages et inconvénients de l'infrarouge	32

---

1.4.2	Description de l'instrument . . . . .	33
1.4.3	SPIRou Legacy Survey . . . . .	34
<b>1.5</b>	<b>Objectifs de la thèse de doctorat . . . . .</b>	<b>35</b>

---

DANS ce chapitre d'introduction, nous allons principalement nous intéresser à la recherche de planètes autour d'étoiles jeunes de faible masse ( $< 2 M_{\odot}$ ) ainsi qu'aux interactions entre l'étoile et la planète influençant l'évolution du système étoile-planète. Dans la section 1.1, nous décrirons les différents processus à l'œuvre lors de la formation des étoiles de faible masse, depuis un nuage moléculaire jusqu'à la formation d'un système étoile-planète. Nous discuterons également des stades d'évolution plus avancés, en donnant aussi quelques informations sur les étoiles plus massives. Puis, nous aborderons la question de la formation de planètes autour des étoiles de faible masse et leur évolution au cours du temps. La section 1.2 permettra de se focaliser sur les méthodes de détection des planètes, en particulier celle des vitesses radiales, utilisée au cours de cette thèse. Dans la section 1.3, nous décrirons les manifestations physiques de l'activité magnétique des étoiles actives afin d'illustrer les difficultés actuelles pour trouver des planètes autour des étoiles jeunes. Ensuite, dans la section 1.4, il sera présenté les avantages, mais également les défis, d'un spectropolarimètre à haute-résolution observant dans l'infrarouge proche, à savoir SPIRou, pour la recherche des exoplanètes autour de telles étoiles. Enfin, la section 1.5 permettra de développer les objectifs principaux de cette thèse de doctorat.

## 1.1 Formation stellaire et planétaire

### 1.1.1 Cycle de vie d'une étoile

#### 1.1.1.1 D'un nuage moléculaire à une proto-étoile

Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, une liste de zones sombres sans étoile apparente (dans le domaine visible), semblables à des trous (*e.g.* photographie du globule de Bok Barnard 68) a été établie par l'astronome Edward Emerson Barnard (Barnard, 1919). On sait aujourd'hui que ces régions sont en réalité des nuages de poussière et de gaz très opaques à la lumière visible et très froids ( $T \simeq 10$  K), pouvant mesurer plusieurs dizaines de parsecs. Ces nuages sont essentiellement composés d'hydrogène moléculaire ( $H_2$ ) mais d'autres molécules plus lourdes ont également été détectées, comme le monoxyde de carbone (CO), l'ammonium ( $NH_3$ ) ou encore l'eau ( $H_2O$ ; Wilson et al. 1970; van Dishoeck et al. 1993, 2021). Ces nuages moléculaires sont connus pour être de véritables pouponnières stellaires, appelées "régions de formations stellaires" (RFSs). Parmi les RFSs les plus connues, on peut citer les nuages moléculaires du Taureau (situés à environ 140 pc; Galli et al. 2018; Krolikowski et al. 2021), d'Orion ( $\sim 400$  pc; Großschedl et al. 2018; Zucker et al. 2020; Swiggum et al. 2021), et de  $\rho$  Ophiuchi ( $\sim 140$  pc; Ortiz-León et al. 2017; Grasser et al. 2021).

Les nuages moléculaires sont traversés par des structures filamentaires larges d'environ 0.1 pc. Au sein des filaments les plus denses, ou au croisement de filaments, on peut observer des zones plus denses appelées "cœurs pré-stellaires" qui seront probablement à l'origine des futures étoiles (André et al., 2010; Arzoumanian et al., 2018, 2019). Ces cœurs pré-stellaires

ont tendance à s'effondrer sous l'effet de la gravitation mais les forces de pression freinent ce processus. Ainsi, l'effondrement ne devient possible que si la masse du cœur pré-stellaire est supérieure à une valeur limite appelée "masse de Jeans". Cependant, la turbulence ainsi que le champ magnétique présent dans les nuages moléculaires vont avoir une influence stabilisatrice ayant pour conséquence d'augmenter la valeur de la masse limite et ainsi d'empêcher l'effondrement gravitationnel des cœurs pré-stellaires (Maeder, 2009; Hennebelle & Inutsuka, 2019). Il faut toutefois noter que, si la turbulence supersonique permet un maintien global du nuage moléculaire, les fluctuations de densité associées facilitent la formation stellaire localement (Hennebelle, 2021).

Plusieurs effets doivent alors être pris en compte pour pouvoir expliquer la formation des étoiles. En particulier, la diffusion ambipolaire du champ magnétique (Nakamura & Li, 2005; Vaytet et al., 2018), les chocs créés par les mouvements supersoniques liés à la turbulence (Mac Low & Klessen, 2004), mais également des phénomènes extérieurs comme les chocs engendrés par les supernovae, les collisions nuage–nuage, les ondes de densité ou encore l'interaction des étoiles en formation avec le gaz et la poussière les encerclant (Mouschovias et al., 1974; Loren, 1976; Preibisch et al., 2002; Grudić et al., 2021) vont permettre d'augmenter localement la densité et de déclencher l'effondrement gravitationnel.

Larson (1969) a été le premier à décrire la dynamique de l'effondrement d'un cœur pré-stellaire, qui est toujours valide aujourd'hui. Ce dernier s'effectue en deux phases successives. Le premier effondrement se déroule de manière isotherme jusqu'à ce que les forces de pression arrivent à contrebalancer la gravitation. À ce stade, la densité centrale atteint  $10^{-13}$  g cm $^{-3}$  et le cœur devient opaque. La chaleur ne peut alors plus être évacuée sous forme de radiation et l'effondrement devient adiabatique, ce qui permet à la pression centrale d'augmenter pour finalement stopper la compression au centre. Un premier cœur en équilibre hydrostatique est alors créé, appelé premier cœur de Larson, délimité par une onde de choc (densité centrale  $\sim 10^{-10}$  g cm $^{-3}$ ). Les matériaux au-delà de l'onde de choc continuent de chuter sur le premier cœur, augmentant ainsi sa masse et sa température. Lorsque la température centrale atteint environ 2000 K, l'hydrogène moléculaire peut alors se dissocier. Cette réaction étant exothermique, elle provoque le second effondrement qui s'arrête lorsque tout l'hydrogène moléculaire a été dissocié (environ quelques années). Comme dans le premier effondrement, une onde de choc apparaît à la limite du second cœur de Larson (densité centrale  $\sim 10^{-2}$  g cm $^{-3}$ ) : une proto-étoile est alors née. Celle-ci est encore entourée des restes du premier cœur de Larson, qui vont soit être rapidement accrétés si la rotation du cœur pré-stellaire est faible soit se transformer en disque circumstellaire supporté par la rotation, dans lequel les planètes pourront se former, si le moment cinétique du cœur pré-stellaire est suffisamment élevé (Machida & Matsumoto, 2011; Machida & Basu, 2019).

La distribution spectrale d'énergie (DSE) des jeunes objets stellaires (JOS) varie au cours du temps ce qui a permis d'introduire une classification de ces objets, représentant différentes phases d'évolution (voir Fig. 1.1 pour un résumé des étapes de formation stellaire). Au début de la phase protostellaire, la proto-étoile est entourée par une enveloppe de gaz bien plus massive et sa DSE est semblable à celle d'un corps noir très froid, émettant principalement dans le domaine submillimétrique : le JOS appartient alors à la classe 0 (Andre et al., 1993). Si le moment cinétique de l'enveloppe est très faible, alors celle-ci retombe rapidement sur l'étoile. Dans le cas contraire, l'enveloppe retombe en formant un disque Képlerien autour de la proto-étoile (Machida & Matsumoto, 2011). Au cours de cette phase (durant environ  $10^4$  ans; Masunaga & Inutsuka 2000), la proto-étoile accrète du gaz depuis le disque cir-



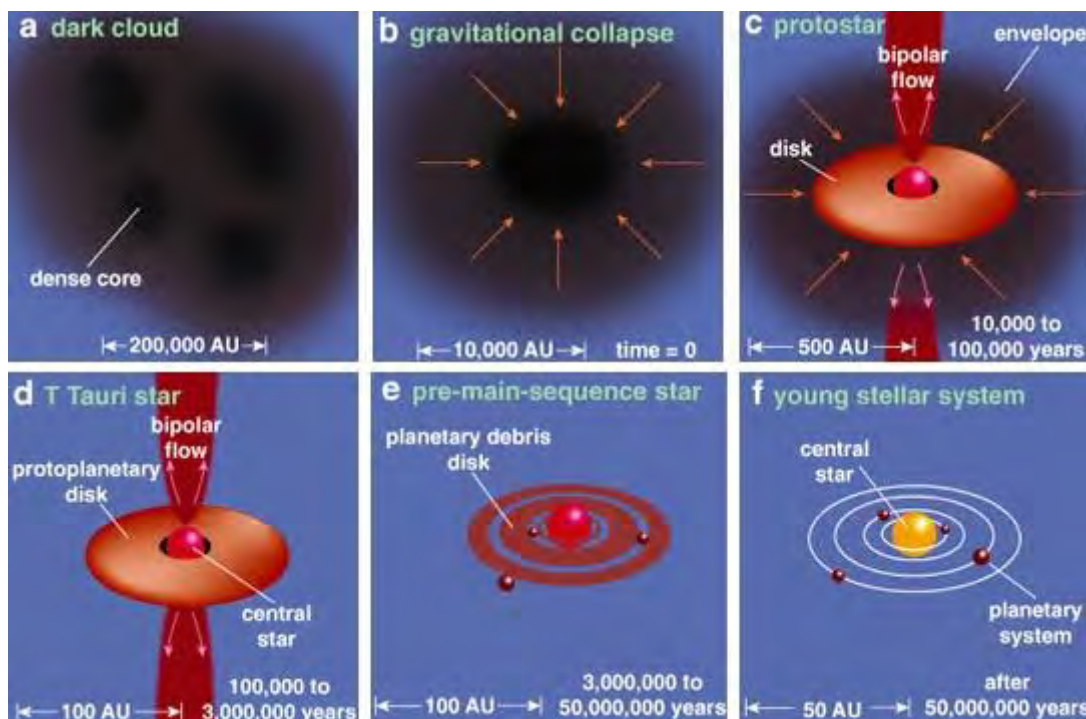


FIGURE 1.1 – Étapes principales de la formation d’une étoile : (i) effondrement d’un nuage moléculaire (panneaux a et b), (ii) naissance d’une proto-étoile entourée d’un disque circumstellaire et d’une enveloppe de gaz (panneau c), (iii) cTTS entourée d’un disque d’accrétion (panneau d), (iv) wTTS entourée d’un disque de débris (panneau e) et étoile de la SP entourée d’un système planétaire (panneau f). Source : Greene (2001).

cumstellaire, à un taux d’environ  $10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ . La présence d’un champ magnétique permet de transférer le moment cinétique du disque et ainsi de limiter son extension spatiale ( $\sim 10$  ua) lors de la phase initiale. Lorsque le disque devient plus massif que l’enveloppe environnante, l’efficacité du freinage magnétique est réduite ce qui permet au disque d’atteindre jusqu’à 100 ua de rayon (Machida et al., 2011). De plus, des instabilités gravitationnelles au sein du disque créent une structure non-axisymétrique s’accompagnant d’une accrétion épisodique sur la proto-étoile. Cette accrétion est alors à l’origine de jets collimatés à grande et basse vitesse qui vont souffler une partie de l’enveloppe et réduire l’efficacité de la formation stellaire (Machida & Basu, 2019). Lorsque la masse de la proto-étoile devient supérieure à celle de l’enveloppe, le JOS entre alors dans la classe I, qui dure environ  $10^5$  ans (Larson, 2003). Cette phase est caractérisée par un taux d’accrétion plus faible ( $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ ) et des jets moins puissants et moins collimatés, donc plus larges (André, 2002). La signature de la proto-étoile devient visible dans la DSE, sous la forme d’un corps noir émis dans l’infrarouge (IR) moyen, mais on observe également un fort excédent d’émission dans le régime IR lointain-submillimétrique dû à l’enveloppe restante.

### 1.1.1.2 Phase pré-séquence principale

Lorsque la grande majorité de l’enveloppe a disparu, la proto-étoile devient une étoile pré-séquence principale (PSP). Dans la suite, on ne s’intéressera qu’aux étoiles de faible masse ( $< 2 M_{\odot}$ ), appelées étoiles T Tauri (TTS), et on ne discutera pas des étoiles plus

massives, appelées étoiles de Herbig Ae/Be.

Les modèles prédisent qu'une étoile PSP est entièrement convective. Elle se contracte sous l'effet de la gravitation en gardant une température à peu près constante. On appelle cette phase "trajet d'Hayashi" (Hayashi, 1961) au cours de laquelle l'opacité au centre de l'étoile diminue, ce qui conduit à l'apparition d'un cœur radiatif, marquant la fin de cette phase pour des étoiles de masse  $\sim 0.5\text{--}2 M_{\odot}$  (les étoiles moins massives restant entièrement convectives). L'étoile rejoint alors le "trajet d'Heney" (Heney et al., 1955), phase au cours de laquelle la luminosité de l'étoile reste plus ou moins constante tandis que sa température augmente. Sous l'effet de la contraction gravitationnelle lors de ces deux phases, la température centrale de l'étoile augmente. Cependant, la masse de l'étoile détermine si celle-ci pourra enclencher la fusion de l'hydrogène en son cœur (début de la phase dite de "séquence principale" / SP). En effet, pour une étoile de masse inférieure à  $0.08 M_{\odot}$ , la dégénérescence électronique<sup>1</sup> empêche la température centrale d'atteindre le seuil permettant la fusion de l'hydrogène ( $\sim 10^7$  K) : l'étoile devient alors une naine brune brûlant le deutérium en son cœur<sup>2</sup>.

Au début de la phase de PSP, l'étoile apparaît dans les domaines visible et IR proche, bien qu'encore entourée d'un disque circumstellaire, composé de gaz et de poussière créant un excédent d'émission IR dans la DSE (classe II). On parle d'étoile T Tauri classique ou cTTS (pour "*classical T Tauri star*"). Les cTTSs possèdent un intense champ magnétique de surface de plusieurs kilogauss (Johns-Krull et al., 1999; Johns-Krull, 2007), dont la topologie complexe a pu être mise en évidence grâce à l'imagerie Zeeman–Doppler (*e.g.* Donati et al. 2007, 2013, 2019; Bouvier et al. 2020, ainsi que les résultats du programme *Magnetic Protostars and Planet*). Ce champ magnétique a une importance cruciale sur l'évolution du système étoile–disque. En effet, la présence de ce champ magnétique crée une cavité centrale (*i.e.* disque tronqué) sur une distance de quelques rayons stellaires (*e.g.* Koenigl 1991) ; le champ connecte l'étoile au bord interne du disque, ce qui permet l'accrétion du gaz depuis le disque le long de colonnes d'accrétion (*e.g.* revues de Bouvier et al. 2007; Hartmann et al. 2016). Cette accrétion n'est rendue possible que par certains mécanismes (*e.g.* turbulence hydrodynamique, vents magnétisés; Hartmann et al. 2016; Ercolano & Pascucci 2017) qui transportent le moment cinétique du gaz vers l'extérieur du disque, ce qui a pour conséquence de faire migrer les particules du gaz vers le bord interne pour ensuite être accrétées sur l'étoile.

Les cTTSs sont encore en contraction, ce qui augmente leur vitesse angulaire<sup>3</sup>. Cependant, les observations montrent que la vitesse de rotation de ces étoiles est plus faible que celle prédite (Rebull et al., 2004). La présence d'un champ magnétique peut en partie expliquer ce phénomène : *via* le couplage magnétique, l'étoile et le bord interne du disque se synchronisent à la même vitesse angulaire, ce qui tend à ralentir l'étoile (Ghosh & Lamb, 1979). Toutefois, il semblerait que la perte de moment cinétique de l'étoile est plus complexe que ce simple couplage et dépendrait de nombreux processus (Zanni & Ferreira 2013; revue de Bouvier et al. 2014). La phase de cTTS dure 1–10 Ma (Richert et al., 2018) et elle se termine par la dissipation quasi totale du disque, que ce soit par son accrétion sur l'étoile

---

1. On parle de gaz dégénéré quand la densité est telle que que les fermions occupent tous les espaces quantiques accessibles. Dans ce cas, il devient impossible d'augmenter la densité du gaz sans violer le principe d'exclusion de Pauli.

2. La masse minimale permettant d'amorcer la fusion du deutérium, et d'obtenir une naine brune est de  $13 M_{\text{Jup}}$ .

3. Le moment cinétique de l'étoile peut aussi augmenter *via* l'apport du plasma accrété.

( $\sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ), par l'effet de vents dans le disque, de la photo-évaporation ou même de la formation de planètes en son sein.

Alors l'étoile entre dans la classe III, dite de T Tauri à faibles raies d'émission ou wTTS (pour "*weak-line T Tauri star*"). Un disque de débris peut encore être présent autour de l'étoile, ce qui se traduit par un léger excès d'émission IR dans la DSE (Hughes et al., 2018). La disparition du disque permet alors à la jeune étoile d'être libérée du couplage magnétique et d'augmenter sa vitesse de rotation angulaire (à moment cinétique constant) sous l'effet de la contraction gravitationnelle (trajets d'Hayashi et de Henyey). Plus l'étoile est massive, plus cette phase est courte. Par exemple, une étoile de  $0.5 M_{\odot}$  mettra environ 100 Ma à atteindre la séquence principale d'âge zéro (*zero age main sequence / ZAMS*), tandis qu'une étoile similaire au Soleil l'atteindra en seulement 10–20 Ma (Gallet & Bouvier, 2015). Lorsque l'étoile atteint sa rotation maximale, sa période de rotation peut être très courte, de l'ordre de 0.5–5 d, ce qui induit une forte activité magnétique. En atteignant la SP, la rotation ralentit sous l'effet de vents stellaires qui dissipent une partie du moment cinétique de l'étoile tout au long de la phase de SP (*e.g.* Weber & Davis 1967; Kawaler 1988; Réville et al. 2015). La durée de cette phase dépend, là encore, de la masse de l'étoile : elle sera plus courte pour des étoiles similaires au Soleil (quelques centaines de millions d'années) que pour des étoiles de masses plus faibles (*e.g.* quelques milliards d'années pour une masse de  $0.5 M_{\odot}$ ; Gallet & Bouvier 2015).

### 1.1.1.3 Évolution des étoiles

L'évolution des étoiles dépend fortement de leur masse initiale ( $0.1\text{--}100 M_{\odot}$ ) atteinte à la fin de leur formation au sein d'un nuage de gaz et de poussière. Cette évolution peut se visualiser sur un diagramme luminosité-température, aussi appelé diagramme de Hertzsprung-Russell (HR), illustré en Fig. 1.2. Ce diagramme met en évidence ce que l'on appelle la SP sur laquelle une étoile va passer la plus grande partie de sa vie et correspondant à la phase de fusion de l'hydrogène au cœur de l'étoile. Il est nécessaire de répartir les étoiles en trois catégories pour suivre leur évolution.

Les étoiles dont la masse est inférieure à  $0.5 M_{\odot}$  ont un temps de vie sur la SP plus grand que l'âge de l'Univers et n'ont donc pas encore été observées à des stades plus évolués.

Pour des étoiles un peu plus massives ( $0.5 < M_* < 8 M_{\odot}$ ), le temps de vie sur la SP est de l'ordre de 0.1–10 Ga. Une fois tout l'hydrogène du cœur consommé et transformé en hélium, le cœur de ces étoiles se contracte tandis que leur enveloppe se dilate, augmentant ainsi leur rayon d'un facteur 10–100 : ces étoiles deviennent des géantes rouges et débutent la fusion de l'hélium en leur cœur. Ces étoiles ont une masse trop faible pour être capable d'amorcer la fusion du carbone (et du cycle CNO<sup>4</sup>). Les couches externes de leur enveloppe seront alors expulsées et il ne restera que leur cœur inerte, très dense et en refroidissement constant, qui formera une naine blanche.

Les étoiles les plus massives ( $M_* > 8 M_{\odot}$ ), généralement plus chaudes et plus brillantes, traversent la SP plus rapidement (3–100 Ma) avant de devenir des supergéantes ayant amorcé la fusion de l'hélium en leur cœur. Contrairement aux étoiles moins massives, ces supergéantes sont en mesure de réaliser le cycle CNO et un enchaînement de réactions nucléaires jusqu'à

---

4. Le cycle carbone-azote-oxygène est un cycle de réactions nucléaires permettant la fusion de 4 noyaux d'hydrogène en un noyau d'hélium, par captures de protons. Au cours de ces processus, le carbone agit comme un catalyseur et n'est donc ni créé ni détruit.

former un cœur en fer. Ce dernier va ensuite s’effondrer, déclenchant une explosion en supernova après laquelle restera une étoile à neutrons (masse du cœur inférieure à  $3 M_{\odot}$ ) ou un trou noir (masse du cœur supérieure à  $3 M_{\odot}$ ).

La position des étoiles dans le diagramme HR au cours de leur évolution est directement reliée à leur température effective  $T_{\text{eff}}$ . Celle-ci influence significativement les spectres stellaires et contrôle l’apparition de certaines caractéristiques particulières comme la profondeur des raies d’absorption ou l’existence de certaines espèces chimiques. Ainsi, l’étude de raies spectrales a permis d’introduire une classification des étoiles selon 7 types spectraux (O, B, A, F, G, K et M du plus chaud au plus froid ; voir échelle de température en Fig. 1.2) eux-mêmes divisés en 10 sous-types.

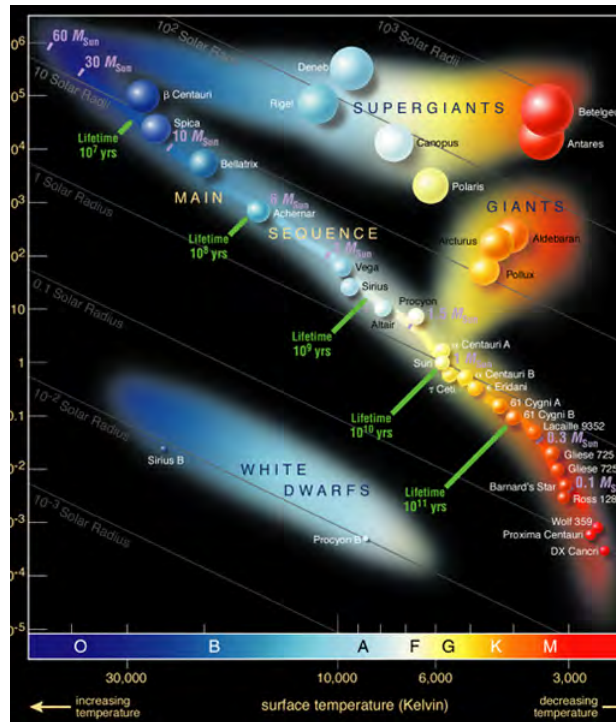


FIGURE 1.2 – Diagramme de Hertzsprung-Russell illustré par plusieurs étoiles connues. Le lieu des points correspondant à un rayon donné est indiqué par une droite grise. Les durées de vie et masses sont indiquées le long de la séquence principale. Le type spectral est également indiqué sur l’échelle de couleur. Crédits : ESO (<https://www.cosmos.esa.int/web/cesar/the-hertzsprung-russell-diagram>).

## 1.1.2 Formation et évolution d’un système planétaire

### 1.1.2.1 Lieu de formation : le disque protoplanétaire

Les planètes se forment dans le disque circumstellaire (ou protoplanétaire) des étoiles TTS dont la structure est illustrée en Fig. 1.3. Ce disque est composé de gaz et de poussière solide, et possède une masse de l’ordre de  $0.001\text{--}0.01 M_{\odot}$ . La masse totale de la phase solide est communément déterminée à partir de l’émission (sub-)millimétrique des particules de poussière, mais ce n’est qu’une limite inférieure car les plus gros grains et les planétésimaux

ne contribuent pas à cette émission (*e.g.* Andrews & Williams 2005). Il est en revanche plus compliqué d’estimer la masse du gaz composant le disque protoplanétaire. Une première méthode consiste à extrapoler la masse de la poussière en supposant un rapport entre la masse de la poussière et la masse du gaz de 0.01 (d’après le milieu interstellaire). Plus récemment, les raies de CO ont été utilisées pour avoir une estimation directe de la masse du gaz (*e.g.* Williams & Best 2014; Miotello et al. 2016) mais elle reste incertaine car ces raies ont une épaisseur optique importante et permettent de tracer principalement la surface du disque.

Ces disques sont très imposants puisque la poussière peut s’étendre sur quelques centaines d’unités astronomiques (*e.g.* Andrews et al. 2018; Hendler et al. 2020) tandis que le gaz peut s’étendre sur une distance deux fois plus grande (*e.g.* Guilloteau & Dutrey 1998; Ansdell et al. 2018). Cette différence peut s’expliquer par exemple par la croissance des grains et leur dérive vers l’étoile (*i.e.* vers le bord interne) mais également par l’épaisseur optique des raies de CO utilisées pour tracer le gaz. Il est aussi important de noter qu’il est compliqué d’établir une limite ferme du bord externe du disque car cette région est plus froide et émet moins de radiation.

La masse et la taille des disques protoplanétaires permettent d’évaluer les masses surfaciques du gaz et de la poussière qui sont fortement liées à la formation et l’évolution des systèmes planétaires. On estime que la masse surfacique de la poussière décroît globalement comme  $r^{-1}$  (où  $r$  correspond à la distance radiale depuis l’étoile; *e.g.* Andrews et al. 2009, 2010) alors que dans le même temps le rapport d’aspect augmente car la température interne du disque décroît plus lentement (comme  $r^{-1/2}$ ), ce qui donne la forme évasée du disque (Kenyon & Hartmann, 1987). En réalité, la température du disque n’est pas homogène sur toute son épaisseur et elle dépend fortement de l’irradiation émise par l’étoile centrale. Plus particulièrement, l’épaisseur du disque peut se diviser en trois couches, au-delà de la limite dite des glaces (Roberge & Kamp, 2010; Ceccarelli et al., 2014) : (1) le plan médian froid où la poussière et le gaz ont la même température ( $< 25$  K, au-delà de la limite des glaces de CO), (2) une couche plus chaude où se déroulent divers processus entre le gaz et la surface des grains et (3) une atmosphère chaude ionisée (100–5000 K).

### 1.1.2.2 Du grain de poussière à la naissance d’une planète

Les scénarios de formation planétaire reposent essentiellement sur le modèle d’accrétion de cœur qui va être détaillé dans la suite de cette section.

Dans le disque circumstellaire, les forces aérodynamiques du gaz dominant sur la gravité et les petits grains de poussière ( $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ) grossissent jusqu’à atteindre une taille de l’ordre du centimètre sous l’effet de collisions. La façon dont ces petits corps croissent pour devenir des planétésimaux de taille kilométrique est encore mal comprise à ce jour. Plusieurs phénomènes tendent à empêcher la croissance des grains. Par exemple, ces grains sont suffisamment gros pour subir la force de traînée du gaz ce qui a pour conséquence de les faire migrer vers le plan médian du disque (Barrière-Fouchet et al., 2005) mais également de les faire migrer rapidement et radialement vers l’étoile, à des vitesses de  $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$  pour des corps dont la taille est proche du mètre (Weidenschilling, 1977). Malgré une densité de grains plus importante dans le plan médian du disque, leur coagulation n’est pas aisée puisque deux grains vont rebondir ou se fragmenter si leur vitesse relative est trop faible ou trop importante, respectivement (Güttler et al., 2010; Weidling et al., 2012). Toutefois, une collision entre



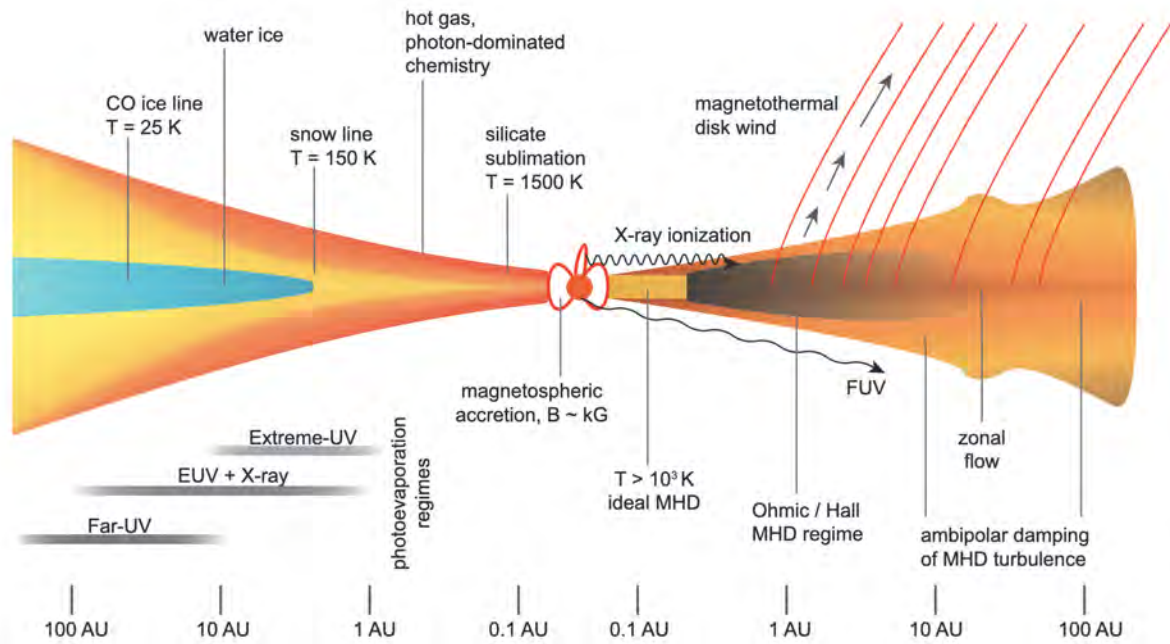


FIGURE 1.3 – Vue schématique d’une étoile T Tauri accréant le gaz du disque protoplanétaire vu de côté (source : [Armitage 2018](#)). Les lignes de champ magnétique sont montrées en rouge. Les régimes magnétohydrodynamiques dans différentes régions du disque sont indiqués sur la droite tandis que la structure thermique du disque est montrée sur la gauche.

deux corps de tailles différentes peut mener à un transfert de masse du plus petit vers le plus gros, permettant à ce dernier de croître suite à plusieurs collisions ([Johansen et al., 2014](#)). Cette solution n’est cependant pas satisfaisante pour expliquer l’apparition de corps de taille kilométrique, il est nécessaire de prendre en compte la rétroaction de la poussière sur le gaz (*i.e.* la traînée de la poussière exercée sur le gaz). Celle-ci permet de ralentir la dérive radiale des solides et de les concentrer, facilitant ainsi leur croissance ([Gonzalez et al., 2017](#)). La rétroaction de la poussière crée également des instabilités locales dans l’écoulement (*streaming instability*; [Youdin & Goodman 2005](#)) menant à la formation de filaments avec une forte concentration de solides. Sous l’effet de la gravité, ces filaments s’effondrent et peuvent former des planétésimaux dont la taille peut atteindre jusqu’à une centaine de kilomètres ([Johansen et al., 2014](#)). Malgré ces premières explications, la formation des planétésimaux reste un sujet encore très débattu actuellement et aucun consensus général ne se dégage (voir section 4 de [Birnstiel et al. 2016](#)).

Une idée largement répandue aujourd’hui est que les planétésimaux continuent de croître jusqu’à devenir des protoplanètes en accréant d’autres planétésimaux au travers de collisions, sous l’effet des forces de gravité dominantes. Une phase d’accrétion "boule de neige" apparaît, lors de laquelle les planétésimaux les plus massifs grossissent plus rapidement (la masse  $M$  et le rayon  $R$  augmentant proportionnellement à  $M^{4/3}$  et  $R^2$ , respectivement). À la fin de cette phase, les planétésimaux les plus massifs deviennent des embryons planétaires qui dominent la dynamique générale : c’est la phase d’accrétion oligarchique pendant laquelle la croissance de ces embryons est ralentie (le taux de croissance du rayon est indépendant de  $R$  et la masse évolue comme  $M^{2/3}$ ; [Kokubo & Ida 1998, 2000](#)). Au cours de cette phase, les embryons planétaires accréent tous les solides à leur portée le long de leur orbite pour

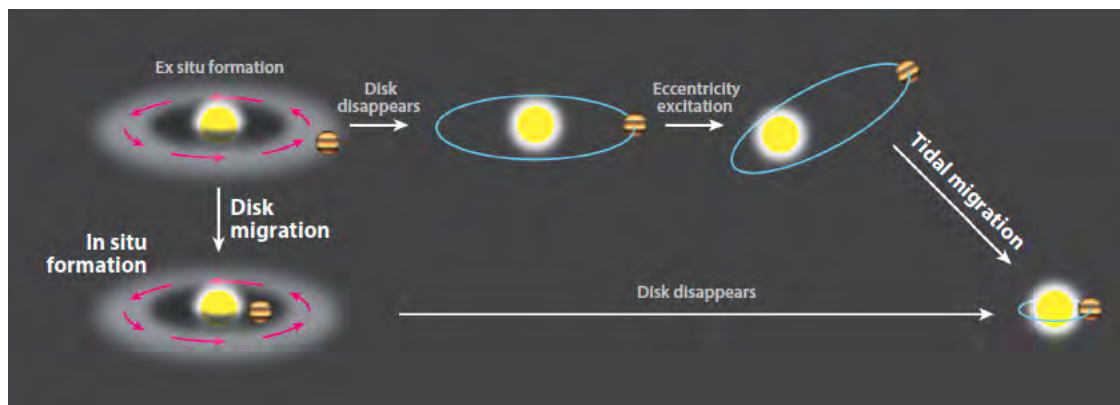


FIGURE 1.4 – Trois scénarios pouvant expliquer la présence de Jupiters chauds (source : Dawson & Johnson 2018) : (i) formation *in situ*, (ii) migration par interaction avec le disque protoplanétaire et (iii) migration par effets de marée suite à une perturbation de l’orbite initiale.

devenir un cœur planétaire ou protoplanète. Cependant ce scénario d’accrétion de planétésimaux atteint ses limites si on s’intéresse à la formation de planètes similaires à Jupiter et Saturne. En effet, dans une telle approche, la formation de corps similaires aux noyaux de ces deux planètes géantes ( $\sim 10 M_{\oplus}$ ; Saumon & Guillot 2004), assez massifs pour déclencher une phase d’accrétion "boule de neige" du gaz environnant et donner naissance à une géante gazeuse (Pollack et al., 1996), prendrait bien plus de temps que la durée de vie typique d’un disque protoplanétaire ( $\sim 3$  Ma; Haisch et al. 2001).

Ce problème pourrait être en partie résolu en considérant la migration des embryons planétaires vers l’étoile au travers d’interactions avec le disque leur permettant ainsi d’accréter de la matière sur leur trajectoire (Alibert et al., 2005; Ida & Lin, 2008; Mordasini et al., 2009). Cependant, des planètes géantes très éloignées de leur étoile ont été détectées, ce qui ne peut tout simplement pas être expliqué par les scénarios précédents. C’est par exemple le cas du système HR 8799 pour lequel le demi-grand axe des planètes peut atteindre jusque 70 ua (Marois et al., 2010).

De nouvelles théories sont alors nécessaires pour expliquer leur formation : on considère aujourd’hui que l’accrétion de petits corps de taille millimétrique/centimétrique par les embryons planétaires serait un mécanisme très efficace pour former des protoplanètes de plusieurs masses terrestres (*e.g.* Ormel & Klahr 2010; Lambrechts & Johansen 2012; Levison et al. 2015; Bitsch et al. 2019; Andama et al. 2021) et ainsi permettre la formation de géantes gazeuses au travers de la phase d’accrétion du gaz.

### 1.1.2.3 Évolution orbitale des planètes

L’orbite actuelle des planètes détectées ne correspond pas nécessairement à leur orbite d’origine. En effet, les interactions disque–planète modifient le moment cinétique des planètes et par conséquent leur orbite (voir les revues détaillées de Baruteau et al. 2014a,b). L’exemple le plus probant est le cas des Jupiters chauds, correspondant à des planètes géantes gazeuses en orbite proche de leur étoile, comme 51 Peg b ( $M > 0.5 M_{\text{jup}}$  pour un demi-grand axe de 0.05 ua; Mayor & Queloz 1995). Bien que de récentes études suggèrent que certaines de ces planètes pourraient se former *in situ* (Batygin et al., 2016; Boley et al., 2016; Poon et al., 2021), ce scénario est encore débattu puisque l’accrétion "boule de neige" de l’enveloppe

gazeuse n'est pas déclenchée pour des demi-grands axes inférieurs à 0.1 ua (Coleman et al., 2017).

Ces résultats suggèrent que les Jupiters chauds se forment loin de l'étoile puis migrent vers celle-ci au travers de l'interaction planète–disque. En réalité, cela peut être vrai pour toutes les planètes mais les mécanismes de migration sont différents en fonction de leur masse et des propriétés du disque. La migration d'une planète résulte de l'action d'un couple de sillage (créé par la présence de la planète dans le disque) et d'un couple de corotation. Les planètes de faible masse (inférieure à celle de Neptune) subissent alors une migration de type I, généralement dirigée vers l'étoile. Les planètes plus massives que Jupiter sont capables d'ouvrir un sillon dans le disque protoplanétaire et subissent alors une migration de type II, les rapprochant de l'étoile centrale en  $10^4$ – $10^5$  ans (Baruteau et al., 2014a). Enfin, les planètes de masse intermédiaire entrent dans un système plus complexe de migration (type III) qui peut les diriger vers l'extérieur du disque si celui-ci est assez massif (Masset & Papaloizou, 2003). La migration de type II est un scénario pouvant expliquer l'existence des Jupiters chauds. L'arrêt de cette migration est probablement la conséquence de plusieurs phénomènes lorsque la planète atteint le disque interne, comme la cavité magnétosphérique créée par le champ magnétique stellaire (Lin et al., 1996; Rice et al., 2008), les effets de marée dus à l'étoile (Trilling et al., 1998) ou la perte de masse près de la limite de Roche (*i.e.* distance minimale pour que la planète ne soit pas détruite par les effets de marée; Valsecchi et al. 2015). Il faut noter que les migrations planétaires liées aux interactions avec le disque ne font que modifier le demi-grand axe de l'orbite planétaire et maintiennent une excentricité faible (*i.e.* une orbite quasi-circulaire).

Un dernier scénario est envisagé pour expliquer les courtes orbites des Jupiters chauds (voir Fig. 1.4 pour un résumé des hypothèses actuelles). Au lieu d'être modifiée *via* des interactions avec le disque, l'orbite initiale de la planète devient fortement excentrique suite à des perturbations gravitationnelles puis elle tend à se circulariser proche de l'étoile puisque la planète va dissiper son énergie orbitale par effets de marée à chaque passage au périastre. Pour rendre une orbite fortement excentrique, plusieurs pistes sont actuellement proposées comme l'interaction entre plusieurs planètes dans un même système (Rasio & Ford, 1996; Chatterjee et al., 2008; Beaugé & Nesvorný, 2012), ou des interactions séculaires comme les cycles de Kozai-Lidov (Kozai, 1962; Lidov, 1962). Ces derniers peuvent être engendrés par des systèmes stellaires multiples (Wu & Murray, 2003; Petrovich, 2015) ou même la présence d'autres planètes (Naoz et al., 2011), si l'orbite du futur Jupiter chaud est inclinée par rapport à ces perturbateurs. Cependant, le changement d'excentricité puis la circularisation de l'orbite peut durer jusqu'à plusieurs milliards d'années dans certains cas (Dawson & Johnson, 2018), suggérant que ce scénario ne peut pas expliquer la présence de jeunes Jupiters chauds autour d'étoiles de moins de 25 Ma, comme V830 Tau (Donati et al., 2016), TAP 26 (Yu et al., 2017) ou encore V1298 Tau (David et al., 2019a,b; Suárez Mascareño et al., 2021).

## 1.2 Détection des exoplanètes : méthodes et bilan actuel

La plupart des méthodes permettant de découvrir une exoplanète sont basées non pas sur l'observation de la planète en elle-même mais sur les effets que sa présence induit sur l'étoile hôte : ce sont les méthodes indirectes. Plus récemment, la mise au point d'instruments plus



performants a également permis de détecter directement des planètes autour de leur étoile hôte : il s'agit de l'imagerie directe. Cette section a pour objectif de détailler les principales méthodes permettant de caractériser les exoplanètes, en mettant l'accent en particulier sur la méthode des vitesses radiales (utilisée dans cette thèse) et du transit, méthodes qui à ce jour ont permis l'essentiel des détections d'exoplanètes.

## 1.2.1 Méthode des vitesses radiales

### 1.2.1.1 Principe

Lorsqu'une planète orbite autour d'une étoile, les deux corps sont soumis à une attraction gravitationnelle réciproque impliquant que l'étoile et la planète doivent orbiter autour de leur centre de masse commun. À cause de ce mouvement, la vitesse de l'étoile projetée sur la ligne de visée (appelée vitesse radiale ; VR) varie de manière périodique au cours du temps. À un instant donné, la VR de l'étoile peut s'exprimer comme :

$$V_r = V_0 + K(\cos(\omega + f) + e \cos \omega) \quad (1.1)$$

où  $V_0$  désigne la vitesse systémique de l'étoile,  $K$  est la semi-amplitude du signal,  $\omega$ ,  $f$  et  $e$  représentent la longitude du périastre, l'anomalie vraie et l'excentricité de l'orbite stellaire, respectivement.  $K$  est une quantité importante, qu'il est possible de déterminer en mesurant régulièrement la VR de l'étoile, puisqu'elle dépend directement de paramètres planétaires comme la masse  $M_p$  de la planète et sa période orbitale  $P_{\text{orb}}$ , selon la formule :

$$K = \left( \frac{2\pi G}{P_{\text{orb}}} \right)^{1/3} \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_*)^{2/3} \sqrt{1 - e^2}} \quad (1.2)$$

$$\simeq \frac{28.4329}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{M_p \sin i}{M_{\text{jup}}} \left( \frac{M_p + M_*}{M_{\odot}} \right)^{-2/3} \left( \frac{P_{\text{orb}}}{1 \text{ an}} \right)^{-1/3} \text{ m s}^{-1} \quad (1.3)$$

avec  $G$  correspondant à la constante gravitationnelle,  $M_*$  représentant la masse de l'étoile et  $i$  l'inclinaison entre le plan de l'orbite planétaire et l'axe de rotation de l'étoile.

Ainsi, on voit qu'en mesurant  $K$ , il est possible d'avoir accès à la masse minimale de la planète ( $M_p \sin i$ ). En réalité, déterminer  $K$  avec précision est un véritable défi car les VRs mesurées sont une combinaison du signal planétaire et de signaux induits par l'activité de l'étoile (voir Sec. 1.3).

### 1.2.1.2 Mesure de la vitesse radiale par l'observation

La VR de l'étoile  $V_r$  est mesurée grâce à l'effet Doppler-Fizeau. En effet, l'étoile étant en mouvement sur son orbite par rapport à un observateur sur Terre, le spectre électromagnétique émis par cette étoile à une longueur d'onde  $\lambda_0$  est observé à une longueur d'onde décalée  $\lambda_{\text{obs}}$ . Ce décalage est alors proportionnel à la vitesse de l'étoile et on peut écrire (dans la limite non relativiste), en notant  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide :

$$V_r = c \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.4)$$

Afin de pouvoir mesurer la VR de l'étoile, il est nécessaire d'utiliser des spectromètres de haute-précision permettant de mesurer un décalage Doppler bien plus petit que la largeur de la raie observée. En effet, la planète Jupiter induit une perturbation de la VR du Soleil (périodique de  $\sim 12$  ans) dont la semi-amplitude  $K$  est de l'ordre de  $12.4 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui représente un décalage en longueur d'onde de  $2.2 \times 10^{-5} \text{ nm}$  dans le domaine visible (à  $550 \text{ nm}$ ) tandis que le décalage Doppler créé par la présence de la Terre est environ 120 fois plus petit.

Comme toutes les raies du spectre émis par l'étoile sont affectées de la même façon par la présence d'une planète, on combine généralement l'information de ces raies en utilisant une fonction de corrélation croisée (CCF) ou la technique de déconvolution moindres carrés (*Least Square Deconvolution*; Donati et al. 1997). Ces techniques permettent d'augmenter significativement le signal-sur-bruit (SNR) et ainsi d'améliorer la précision en VR. Elles reposent sur l'utilisation d'un masque synthétique, représentant la distribution des raies sur le domaine spectral étudié pour une VR nulle. Ensuite, on fait glisser le masque pour différentes vitesses, ce qui permet de scanner l'ensemble des raies observées et d'en déduire une raie moyenne  $I$  décalée en vitesse (voir Fig. 1.5 pour une illustration du principe de CCF). En revanche, il n'est pas forcément aisé de déterminer la vitesse radiale à partir de l'observation de cette raie moyenne qui peut être très élargie et déformée par la rotation stellaire et l'activité, notamment dans le cas des étoiles jeunes. On peut alors calculer le moment d'ordre 1 de la raie, pour obtenir la valeur de la VR (Donati et al., 2017), définie par :

$$V_r = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_c - I(v))v \, dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_c - I(v)) \, dv} \quad (1.5)$$

En notant  $I_c$  la valeur du continu (égal à 1 si la raie est normalisée) et  $v$  la vitesse.

Plus récemment, des études ont montré que les raies d'un spectre à haute-résolution sont affectées différemment par l'activité stellaire (Davis et al., 2017; Thompson et al., 2017). Face à ce constat, de nouvelles méthodes se focalisant sur l'estimation de la VR à partir de raies individuelles plutôt que d'une raie moyenne (*e.g.* CCF) voient le jour. Ces approches permettent d'obtenir une précision du même ordre que pour les principales méthodes utilisées mais davantage d'études dans ce champ de recherche permettraient peut-être de mieux comprendre l'impact de l'activité stellaire sur les spectres et ainsi de surmonter cet obstacle limitant la précision actuelle des mesures (Dumusque, 2018; Cretignier et al., 2020).

Une nouvelle méthode nommée SCALPELS (*Self-Correlation Analysis of Line Profiles for Extracting Low-amplitude Shifts*) a récemment été développée par Collier Cameron et al. (2021). Celle-ci permet de décorréler les variations de VR dues au mouvement orbital d'une planète autour de l'étoile observée de celles induites par l'activité stellaire en se basant sur la fonction d'autocorrélation des CCFs associées à chaque observation. Leurs simulations montrent que cette méthode s'avère réellement prometteuse pour atténuer l'activité stellaire et permettre la caractérisation de planètes similaires à la Terre autour d'étoiles brillantes de la SP.

### 1.2.1.3 Limitations de la précision

On a vu que pour détecter une planète similaire à Jupiter, on doit être capable d'atteindre une précision en VR de l'ordre du  $\text{m s}^{-1}$ , et encore plus petite pour des planètes comme

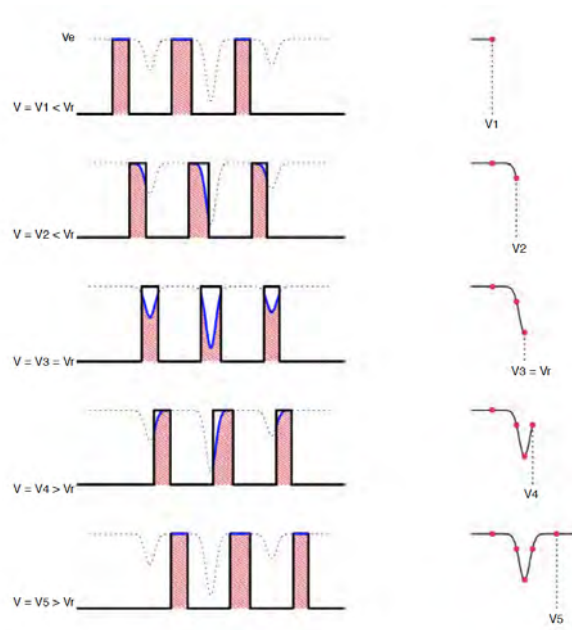


FIGURE 1.5 – Illustration du principe de corrélation croisée (CCF) entre un masque et un spectre stellaire (crédit : Thèse de Melo 2001). À gauche, on montre la superposition d'un masque (trait plein) et d'un spectre stellaire (trait pointillé) pour différentes VRs. La CCF obtenue pour chaque VR est illustrée à droite.

la Terre. Ceci est un véritable défi qui nécessite une bonne compréhension de toutes les sources possibles de bruit sur les mesures. La principale limitation est le bruit de photon qui représente l'incertitude fondamentale sur la mesure (et dépendante de l'étoile observée). Bouchy et al. (2001) ont montré que ce bruit de photon dépendait directement du domaine spectral étudié, de l'élargissement Doppler des raies<sup>5</sup>, du SNR de l'observation et enfin de la résolution spectrale de l'instrument<sup>6</sup> ( $\mathcal{R} > 50\,000$  permet de résoudre les raies du spectre et d'améliorer la précision de la mesure).

La seconde source d'incertitude sur les mesures de VR provient de l'instrument utilisé lui-même. Afin de corriger les dérives instrumentales, les spectrographes sont munis d'un système de calibration (*e.g.* étalon Fabry-Pérot stabilisé en température ou peigne de fréquences laser ; Phillips et al. 2012; Schwab et al. 2015) mais les résultats peuvent être affectés par les changements de pression et de température ce qui explique pourquoi les spectrographes à haute-précision sont stabilisés mécaniquement et placés dans des chambres à vide (*e.g.* variations en température  $< 0.01$  K et en pression  $< 0.01$  mbar pour HARPS<sup>7</sup> ; Mayor et al. 2003).

Afin de calibrer correctement les mesures de VR, plusieurs possibilités existent. Par exemple, pour HARPS, des calibrations sont effectuées à chaque début de nuit à l'aide de 2

5. Puisque l'étoile est en rotation sur elle-même, une partie du disque stellaire s'approche de l'observateur et émet un spectre décalé vers le bleu, tandis que la seconde partie du disque s'éloigne et émet un spectre décalé vers le rouge. La combinaison de ces effets conduit à un élargissement de la raie, appelé élargissement Doppler. Plus la vitesse de rotation de l'étoile est importante, plus cet effet est marqué et la raie très élargie.

6. On définit la résolution d'un spectromètre par :  $\mathcal{R} = \lambda/\Delta\lambda$ , avec  $\Delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur du profil instrumental pour la longueur d'onde  $\lambda$ .

7. *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher*

lampes Thorium-Argon (l'une reliée au télescope et l'autre à une référence fixe) qui éclairent le capteur CCD en suivant un chemin optique quasi-identique ce qui permet de bien vérifier la position des raies spectrales<sup>8</sup>. Pour identifier des dérives à court terme (*e.g.* sur la durée d'une nuit), on utilise un Fabry-Pérot dont le spectre est collecté en même temps que les observations.

Il faut noter que les VRs ne sont pas mesurées dans le référentiel stellaire, il est donc nécessaire de corriger la mesure par (i) la VR barycentrique de la Terre (BERV) correspondant à la VR de l'instrument dans le référentiel héliocentrique qui peut varier jusqu'à  $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$  au cours d'une année et (ii) la dérive de l'instrument mesurée par le système de calibration. Ces deux corrections peuvent elles aussi ajouter des incertitudes sur la VR stellaire, bien qu'elles soient généralement très inférieures aux autres sources.

Enfin, la méthode utilisée pour mesurer la VR peut elle-même engendrer des incertitudes, notamment au travers de la liste de raies choisies dans le cas d'une CCF. En effet, la position des raies définies dans cette liste peut ne pas être bien connue et être décalée par rapport aux raies réellement observées dans le spectre stellaire.

#### 1.2.1.4 Quelques instruments pour la mesure de vitesse radiale

De nombreux instruments opérant dans le visible ont permis la découverte d'exoplanètes au cours des 25 dernières années. Parmi eux, on peut citer le spectrographe ELODIE (Barrane et al., 1996) qui fut installé à l'observatoire de Haute-Provence et qui a permis la découverte de la première exoplanète par Mayor & Queloz (1995). Depuis, cet instrument a été remplacé par l'instrument plus performant appelé SOPHIE<sup>9</sup> (Perruchot et al., 2008). De nombreux autres spectrographes sont aussi apparus à travers le monde avec l'objectif d'atteindre une précision en VR de l'ordre du mètre par seconde. C'est par exemple le cas de CORALIE, une version améliorée d'ELODIE installée sur le télescope suisse d'1.2 m Leonhard-Euler (Queloz et al., 2000), de HIRES<sup>10</sup> à l'observatoire Keck (Vogt et al., 1994), de HARPS monté sur le télescope de 3.6 m de l'observatoire européen austral (ESO ; Mayor et al. 2003), et son jumeau HARPS-N à l'observatoire du Roque de los Muchachos sur l'île de la Palma (Cosentino et al., 2012). De nouveaux instruments essayent d'atteindre des précisions de l'ordre du centimètre par seconde, comme ESPRESSO<sup>11</sup> (Pepe et al., 2010) installé sur le Très Grand Télescope (*Very Large Telescope* / VLT) à Paranal au Chili ou de CODEX<sup>12</sup> (Pasquini et al., 2008) qui pourrait être monté sur le télescope géant européen (E-ELT) si ce projet est accepté.

Le domaine de l'IR proche est également très prometteur et certains instruments sont spécifiquement conçus pour détecter des planètes analogues à la Terre dans ce domaine spectral. En particulier, SPIRou (Donati et al., 2020b) installé sur le Télescope Canada-France-Hawaïi (TCFH), CARMENES<sup>13</sup> à l'observatoire Calar Alto (Quirrenbach et al., 2014) et HPF<sup>14</sup>

8. Le principe des calibrations de début (et fin) de nuit pour SPIRou est identique, en utilisant une lampe U/Ne et un détecteur H4RG (voir section 1.4.2 pour une description détaillée de l'instrument).

9. Spectrographe pour l'Observation des PHénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes

10. *High Resolution Echelle Spectrometer*

11. *Echelle Spectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations*

12. *COsmic Dynamics and EXo-earth experiment*

13. *Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Echelle Spectrographs*

14. *Habitable zone Planet Finder*

monté sur le télescope Hobby-Eberly (Mahadevan et al., 2014) permettent d’atteindre des précisions de l’ordre du mètre par seconde. Un autre projet, NIRPS<sup>15</sup> (Bouchy et al., 2017), encore en développement, devrait rejoindre ces instruments d’ici peu. Tous ces récents spectrographes permettront alors de mieux caractériser les systèmes planétaires autour d’étoiles jeunes et de naines M.

## 1.2.2 Transit photométrique

### 1.2.2.1 Paramètres planétaires à partir d’une courbe de lumière

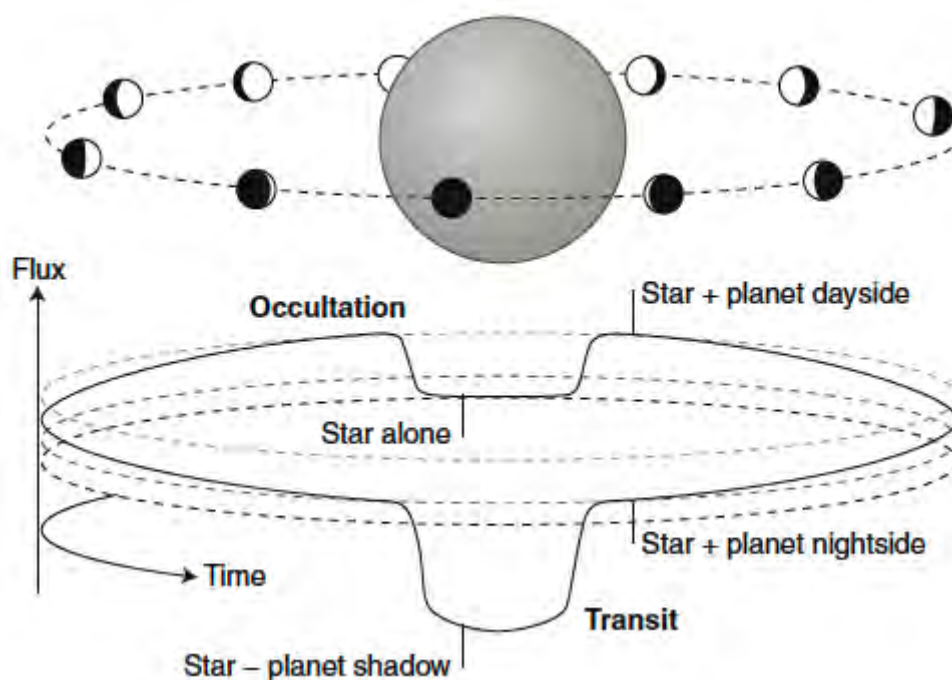


FIGURE 1.6 – Représentation d’une planète en transit autour d’une étoile hôte et de la courbe de lumière associée. Lorsque la planète passe devant l’étoile, on parle de transit primaire tandis que le passage derrière l’étoile correspond au transit secondaire ou occultation (révélé par une diminution plus faible du flux photométrique). Source : Deming & Knutson (2020).

Une seconde méthode largement utilisée de nos jours pour détecter une exoplanète repose sur l’observation d’une diminution périodique de la luminosité associée au passage d’une planète entre l’observateur et l’étoile hôte : on parle de transit. La probabilité d’observer le transit d’une planète ayant une orbite de demi-grand axe  $a$  autour d’une étoile de rayon  $R_*$  est de l’ordre de  $\frac{R_*}{a}$ , ce qui favorise la détection de planètes proches de leur étoile hôte. Un transit n’est observable que dans une configuration telle que la planète se situe sur la ligne de visée entre l’observateur et l’étoile hôte. La courbe de lumière d’une étoile possédant une planète en transit est illustrée en Fig. 1.6. Cette courbe de lumière permet d’obtenir des informations complémentaires sur le système étoile-planète de celles apportées par la méthode des VRs (voir Seager & Mallén-Ornelas 2003 pour les équations détaillées). En

15. *Near Infra-Red Planet Searcher*

particulier, la profondeur relative du transit  $\delta_{\text{tr}}$  (*i.e.* la fraction de flux bloquée par la planète) permet d'estimer le rayon de la planète  $R_p$ , si le rayon  $R_*$  de l'étoile est connu, selon :

$$\delta_{\text{tr}} = \frac{F_{\text{hors transit}} - F_{\text{transit}}}{F_{\text{hors transit}}} = \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2 \quad (1.6)$$

où  $F_{\text{hors transit}}$  et  $F_{\text{transit}}$  correspondent aux valeurs du flux en dehors du transit et pendant le transit, respectivement.

En plus du rayon planétaire, la courbe de lumière nous renseigne sur l'inclinaison  $i$  de l'orbite par rapport à la ligne de visée de l'observateur. Afin d'obtenir une valeur de  $i$ , on doit alors estimer le paramètre d'impact  $b$  défini comme la distance projetée entre les centres des disques planétaire et stellaire au milieu du transit :

$$b = \frac{a}{R_*} \cos i \quad (1.7)$$

où  $a$  correspond au demi-grand axe de l'orbite planétaire. Ce paramètre  $a$  peut déjà être connu mais peut aussi être retrouvé à partir de la répétition de plusieurs transits qui permettent de contraindre la période orbitale de la planète et donc le demi-grand axe grâce à la troisième loi de Kepler.

### 1.2.2.2 Caractérisation de l'atmosphère planétaire

Observer une planète, connue pour transiter, le long de son orbite permet de caractériser son atmosphère. Lors du transit, on peut obtenir un spectre en transmission (*i.e.* radiation stellaire qui passe à travers l'atmosphère de la planète) qui contient des informations sur les structures que l'on peut distinguer dans l'atmosphère de la planète (*e.g.* nuages/brumes, poussières; Pont et al. 2013) mais également sur l'échappement atmosphérique subit par la planète (*e.g.* en observant à des longueurs d'ondes ultraviolettes; Vidal-Madjar et al. 2003). Au cours de son orbite, la planète va périodiquement passer derrière l'étoile, on appelle cette phase "transit secondaire" ou "occultation". Lorsque la planète commence ou finit son transit secondaire, un observateur peut collecter des spectres en émission (*i.e.* réflexion de la radiation stellaire et émission thermique de la planète) à partir desquels il est possible de contraindre le profil thermique vertical de l'atmosphère planétaire du côté jour (constamment éclairé par l'étoile) ainsi que sa composition (Lee et al., 2012). Enfin, il est également intéressant d'observer le système étoile-planète hors transit ou occultation afin d'étudier les différentes longitudes de la planète et d'en déduire des cartes de contraste et donc de température (Knutson et al., 2007).

### 1.2.2.3 Intérêt d'un suivi en vitesses radiales

L'observation de transits planétaires ne suffit pas pour pouvoir contraindre la masse de la planète. Le moyen le plus sûr d'y avoir accès est de réaliser un suivi en VR de la cible permettant ainsi d'estimer  $M_p \sin i$  (voir section 1.2.1). En combinant les informations apportées par les deux méthodes il est alors possible de lever la dégénérescence sur la masse planétaire mais également d'estimer la densité de ce compagnon planétaire. Toutefois, il faut noter que dans le cas de systèmes planétaires multiples, il est possible d'obtenir une estimation de la masse des planètes à partir de l'observation de transits photométriques. En effet, l'interaction gravitationnelle entre les différents compagnons planétaires modifie



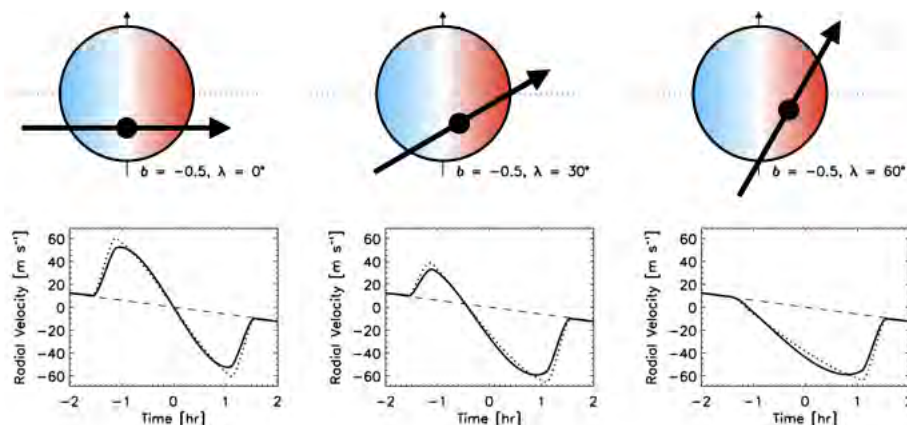


FIGURE 1.7 – Illustration de l’effet Rossiter-McLaughlin pour trois valeurs de l’angle  $\lambda$  entre les projections dans le plan du ciel de l’axe de rotation de l’étoile et de la normale au plan orbital de la planète (figure adaptée de Gaudi & Winn 2007). Chacune des trajectoires est illustrée sur la ligne du haut où la zone bleue (resp. rouge) correspond à l’hémisphère de l’étoile se rapprochant (resp. s’éloignant) de l’observateur. Pour les trois configurations, le paramètre d’impact est fixé tandis que l’angle  $\lambda$  est modifié ( $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $60^\circ$  de gauche à droite). La seconde ligne représente les courbes de VR lorsque l’assombrissement centre-bord est pris en compte (trait plein) ou négligé (trait en pointillés).

légèrement la durée entre deux transits consécutifs d’une même planète : c’est ce que l’on appelle les *Transit Timing Variations* (TTVs; Holman & Murray 2005; Agol et al. 2005) qui dépendent directement de la masse des planètes orbitant autour de l’étoile hôte.

Étudier la VR de l’étoile au cours d’un transit permet de contraindre l’angle  $\lambda$  entre les projections dans le plan du ciel de l’axe de rotation de l’étoile et l’axe perpendiculaire au plan orbital de la planète. Pour comprendre cela, il faut noter que du fait de la rotation de l’étoile, une partie de la lumière émise est décalée vers le bleu (hémisphère venant vers l’observateur) tandis qu’une autre partie est décalée vers le rouge (hémisphère s’éloignant de l’observateur) ce qui élargit les raies spectrales. Au moment du transit, la planète va alors masquer successivement l’hémisphère bleu puis celui rouge, dans le cas d’une rotation prograde (l’inverse pour une rotation rétrograde), bloquant ainsi à un instant donné qu’une seule partie de la lumière. En fonction de l’angle  $\lambda$ , la planète ne va pas bloquer de la même manière les deux hémisphères au cours du transit, ce qui engendre une forme caractéristique de la courbe de VR (voir Fig. 1.7) : c’est l’effet Rossiter-McLaughlin (RM). Typiquement, pour un angle  $\lambda = 0^\circ$  correspondant à un système aligné, la courbe de VR est symétrique par rapport au temps de mi-transit tandis qu’un angle plus élevé va conduire à une forme asymétrique (la planète bloquant davantage l’hémisphère rouge). Mesurer l’angle  $\lambda$  grâce à l’effet RM permet donc d’avoir une idée de l’histoire dynamique du système puisque des systèmes alignés sont plutôt le résultat d’une migration due aux interactions entre le disque et la planète tandis que des interactions gravitationnelles entre plusieurs corps (*e.g.* cycles de Kozai-Lidov) mènent à des systèmes excentriques et non-alignés.

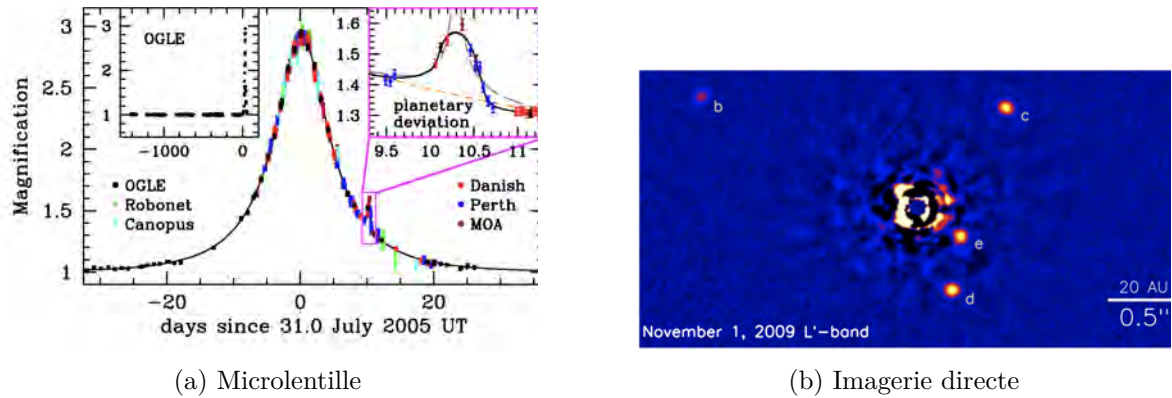


FIGURE 1.8 – *Panneau (a)* : Courbe de lumière de OGLE-2005-BLG-390 lors d'un évènement de microlentille. La deuxième amplification aux alentours du jour 10.3 est due à la présence d'une planète de  $5.5 M_{\oplus}$  autour d'une lentille (source : [Beaulieu et al. 2006](#)). *Panneau (b)* : Image du système HR 8799 obtenue avec le Keck II dans la bande L' ( $3.776 \mu\text{m}$ ) le 1 Novembre 2009 ([Marois et al., 2010](#)). Ce système est composé de 4 planètes (b, c, d, e) sur des orbites quasi-circulaires à 68, 38, 24 et 14.5 ua de l'étoile hôte, respectivement.

### 1.2.3 Autres méthodes indirectes

D'autres techniques, moins utilisées que la méthode des VRs et celle des transits, ont aussi été élaborées afin de permettre la détection d'exoplanètes à partir d'indices indirects. Seules quelques unes seront détaillées dans cette section.

Une première technique consiste en l'observation de microlentilles gravitationnelles. Celles-ci ont permis de détecter plus d'une centaine de planètes à ce jour. Lorsqu'un corps massif (*e.g.* galaxie, étoile) passe entre un observateur sur Terre et une étoile lointaine, les rayons lumineux de cette dernière sont déviés par la présence du corps massif, appelé lentille. Dans le cas où la lentille est une étoile, on voit apparaître une amplification de la brillance<sup>16</sup> de la source lumineuse lointaine durant une courte période. En revanche, si une planète est en orbite autour de la lentille, alors une seconde amplification de plus courte durée s'ajoute à l'amplification principale (Figure 1.8a). Cette technique possède plusieurs avantages comme (i) la possibilité de détecter des planètes autour d'étoiles très éloignées, (ii) d'être sensible à des planètes de faible masse relativement proches de leur étoile hôte (*e.g.* [Yee et al. 2021](#)) et (iii) de ne pas dépendre de l'activité stellaire. En revanche, cette méthode reste peu utilisée car la probabilité d'observer un alignement entre la Terre, la lentille et la source est très faible et il n'est pas possible de réaliser de suivi de l'étoile hôte puisque l'évènement n'a lieu qu'une seule fois (la lentille ne fait que passer devant la source lumineuse lointaine).

Une seconde technique s'applique dans le cas des binaires à éclipses. Dans un tel système, les étoiles s'éclipsent mutuellement de manière périodique. En revanche, lorsqu'une planète est présente dans le système, les orbites de chaque étoile vont être légèrement modifiées par les interactions gravitationnelles ce qui va changer la durée entre deux éclipses successives. On appelle ces variations *Eclipse Timing Variations* (ETVs) qui sont similaires aux TTVs vues dans le cas des transits. Aujourd'hui, une quinzaine de planètes ont pu être détectées et confirmées par l'analyse de ces ETVs (*e.g.* [Beuermann et al. 2010](#); [Getley et al. 2017](#)).

16. De manière plus précise, la brillance (ou l'intensité) est conservée, mais l'angle solide du disque stellaire vu par l'observateur est amplifié, ce qui produit une augmentation du flux observé.



Une dernière technique qui a permis la détection d'une dizaine de planètes repose sur l'analyse de courbes de lumière même lorsque la planète ne transite pas devant l'étoile hôte. Au cours de son orbite, la planète réfléchit la lumière stellaire vers l'observateur, qui va s'ajouter à la lumière directement reçue de l'étoile. L'observateur voit alors une modulation de la brillance avec la période orbitale de la planète puisque celle-ci est observée à différentes phases d'illumination (*e.g.* Charpinet et al. 2011). Enfin, il existe d'autres méthodes indirectes très peu utilisées aujourd'hui qui ne seront pas détaillées ici puisqu'elles n'ont permis de découvrir qu'une dizaine d'exoplanètes, toutes techniques confondues (*e.g.* astrométrie, pulsars, ...).

### 1.2.4 Imagerie directe

Toutes les méthodes décrites précédemment reposent sur l'observation de phénomènes induits par la présence de planètes autour d'une étoile. Depuis une quinzaine d'années, les progrès technologiques ont permis de développer des procédés d'imagerie directe et donc d'obtenir des images des systèmes planétaires. S'orienter vers l'imagerie directe permet de détecter des planètes qui ne transitent pas et qui peuvent être très éloignées de l'étoile hôte.

L'imagerie directe est toutefois fortement limitée par la séparation angulaire entre l'étoile et la planète. Typiquement, 1 ua à 10 pc correspond à une séparation angulaire de 0.1 arcsec. Cette résolution est en théorie atteignable avec un télescope de 10 m mais, en pratique, il est difficile de l'atteindre à cause de la turbulence atmosphérique. Afin de s'affranchir de ces perturbations, il existe deux possibilités : (i) utiliser des télescopes spatiaux (dont la taille et le poids seront limités par le lanceur utilisé) ou (ii) utiliser des télescopes au sol dans de bons sites (*e.g.* en altitude) munis de dispositifs d'optique adaptative qui corrigent les distorsions du front d'onde liées à la turbulence atmosphérique. La différence de luminosité entre l'étoile, très brillante, et la planète représente également une limite importante à l'imagerie directe. Afin de résoudre ce problème de contraste, les instruments sont alors équipés de coronographe permettant de bloquer la lumière provenant de l'étoile hôte.

En 2008, les images fournies par les observatoires Keck et Gemini à Hawaii ont permis de découvrir un système multi-planétaires appelé HR 8799 (Fig. 1.8b ; Marois et al. 2008, 2010) tandis que le télescope spatial Hubble a permis la découverte de l'exoplanète Fomalhaut b (Kalas et al., 2008). Depuis, une soixantaine de planètes ont pu être observées par cette approche, notamment grâce aux instruments NIRC2<sup>17</sup> (Keck) et NIRI<sup>18</sup> (Gemini) mais également grâce à SPHERE<sup>19</sup> (monté sur le VLT). L'E-ELT, qui devrait être opérationnel vers 2027, permettra d'imager davantage d'exoplanètes notamment grâce à de nouveaux instruments opérant dans l'infrarouge proche (HARMONI<sup>20</sup>, METIS<sup>21</sup>, MICADO<sup>22</sup>). Toutes ces détections permettent d'obtenir des informations sur la taille des planètes ainsi que leur distance à l'étoile, mais la détermination de leur masse repose sur des modèles d'évolution planétaire indépendants, qui dépendent fortement des incertitudes sur l'âge de l'étoile hôte.

---

17. *Near-InfraRed Camera*

18. *Near-InfraRed Imager*

19. *Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet Research*

20. *High Angular Resolution Monolithic Optical and Near-infrared Integral field spectrograph*

21. *Mid-infrared ELT Imager and Spectrograph*

22. *Multi-AO Imaging Camera for Deep Observations*

## 1.2.5 Une richesse d'exoplanètes

Notre système solaire est composé de petites planètes telluriques proches du Soleil et de planètes géantes gazeuses ou de glace (avec un cœur solide) plus éloignées. Cette architecture est loin de représenter la grande richesse de mondes existants dans notre galaxie et révélés par le nombre de détections, toujours croissant, d'exoplanètes. La Fig. 1.9 illustre bien la diversité observée à ce jour, que l'on peut diviser en 4 catégories : (i) les Jupiters chauds (mentionnés en section 1.1.2.3), (ii) les Jupiters tièdes et froids, (iii) les Neptunes et Super-Terres et (iv) les Terres.

Les planètes les plus massives ( $M > 30 M_{\oplus}$ ), correspondant à des géantes gazeuses similaires à Jupiter, peuvent se situer plus ou moins loin de leur étoile hôte. Les Jupiters chauds (coin supérieur gauche de la Fig. 1.9, période  $P < 10$  d), de par leur masse et taille importantes et leur proximité à l'étoile, sont facilement détectables avec les méthodes du transit et des VRs et représentent naturellement une grande part des planètes détectées à ce jour. Mais en réalité, ces planètes ne représentent qu'une petite partie de l'ensemble des exoplanètes dans notre galaxie, avec un taux d'occurrence de 0.4–0.6% autour des étoiles FGK, si on considère les données obtenues *via* l'observation de transits (Howard et al., 2012; Fressin et al., 2013; Santerne et al., 2016; Zhou et al., 2019; Kunimoto & Matthews, 2020; Zhu & Dong, 2021) ou d'environ 1% si le taux est basé sur les suivis vélocimétriques (Mayor et al., 2011; Wright et al., 2012). Les Jupiters tièdes/froids (coin supérieur droit de la Fig. 1.9) sont quant à eux majoritairement détectés par VR puisque leur distance par rapport à l'étoile hôte est relativement importante ce qui diminue leur probabilité de transit. Ces types de planète semblent bien plus présents dans la galaxie, avec un taux d'occurrence pouvant atteindre plus de 50% en considérant des géantes de masse 1–20  $M_{\text{jup}}$  à des distances de 5–20 ua (Bryan et al., 2016).

Les Super-Terres et Neptunes sont elles aussi très fréquentes autour des étoiles FGK (environ 40–50 pour 100 étoiles; Mayor et al. 2011; Bashi et al. 2020). Cependant, en regardant de plus près la distribution des planètes détectées, on s'aperçoit qu'il existe une zone triangulaire dans le diagramme masse-période dans laquelle très peu de Neptunes ont été détectées. Cette région est communément appelée "désert des Neptunes chauds" et correspond à des planètes dont la masse est similaire à celle de Neptune et dont la période orbitale est inférieure à  $\sim 4$  jours (Fig. 1.9; Szabó & Kiss 2011; Beugé & Nesvorný 2013; Mazeh et al. 2016; Dong et al. 2018). Pour expliquer la forme triangulaire de cette région, on doit s'intéresser à deux effets. Afin que l'orbite d'une planète gazeuse puisse se circulariser proche de l'étoile sans que la planète ne soit détruite par les forces de marée, cette planète doit être la plus massive possible, ce qui explique la pente supérieure du désert (Matsakos & Königl, 2016; Owen & Lai, 2018). En revanche, la limite inférieure s'explique plutôt par la photoévaporation de l'enveloppe gazeuse H/He due à la radiation stellaire résultant en une perte de masse de la planète (Owen & Lai, 2018).

Bien que non visible sur la Fig. 1.9, très peu de planètes avec un rayon de l'ordre de 1.5–2  $R_{\oplus}$  en orbite proche de leur étoile ( $P < 100$  d) ont été détectées : c'est l'écart de Fulton (Fig. 1.10; Fulton et al. 2017; Fulton & Petigura 2018; Van Eylen et al. 2018; Petigura et al. 2022). Bien que les premières observations de cette déplétion aient été mentionnées par Fulton, ce phénomène avait déjà été prédit par les simulations et serait dû à la photoévaporation de l'enveloppe gazeuse, comme pour le désert des Neptunes chauds (Lopez & Fortney, 2013; Owen & Wu, 2013, 2017).

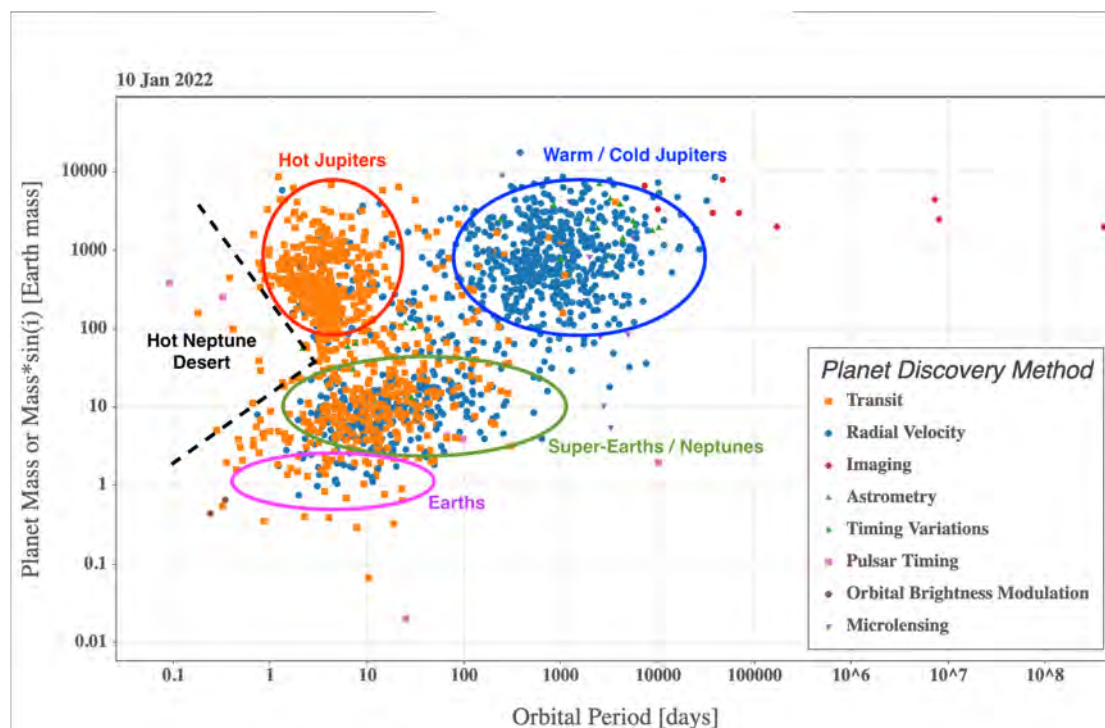


FIGURE 1.9 – Distribution des exoplanètes confirmées en date du 10 Janvier 2022, en fonction de leur masse et de leur période orbitale. Chaque couleur/symbole correspond à une méthode de découverte (avec la méthode des transits et celle des VRs en orange et bleu, respectivement). On peut distinguer sur ce diagramme les différentes populations de planètes : les Jupiters chauds, les Jupiters tièdes/froids, les super-Terres et Neptunes ainsi que les Terres. Alors que l’espace vide sur la droite du diagramme correspond à un domaine difficile d’accès avec les méthodes actuelles à cause de la longue période orbitale des planètes, la partie gauche dépourvue de planètes correspond au désert des Neptunes chauds. Les données proviennent du site : <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>.

## 1.3 L’activité stellaire comme limitation majeure à la détection des exoplanètes

Les méthodes de détection des exoplanètes présentées dans la section précédente se sont révélées particulièrement efficaces pour révéler la présence de planètes géantes similaires à Jupiter, notamment autour d’étoiles de type solaire ayant déjà atteint la séquence principale. Si on s’intéresse en revanche à des étoiles jeunes, il apparaît que ces méthodes se retrouvent en partie limitées par l’activité de ces étoiles. En particulier, l’activité stellaire induit des signaux dans les courbes de VR qui peuvent cacher des signatures planétaires, voire en imiter. Cette section a pour objectif de présenter les phénomènes d’activités stellaires et leurs impacts sur les données.

### 1.3.1 Indicateurs d’activité

Les étoiles jeunes peuvent posséder un champ magnétique de surface très intense (jusqu’à quelques milliers de G ; *e.g.* Johns-Krull et al. 1999; Johns-Krull 2007; Donati et al.

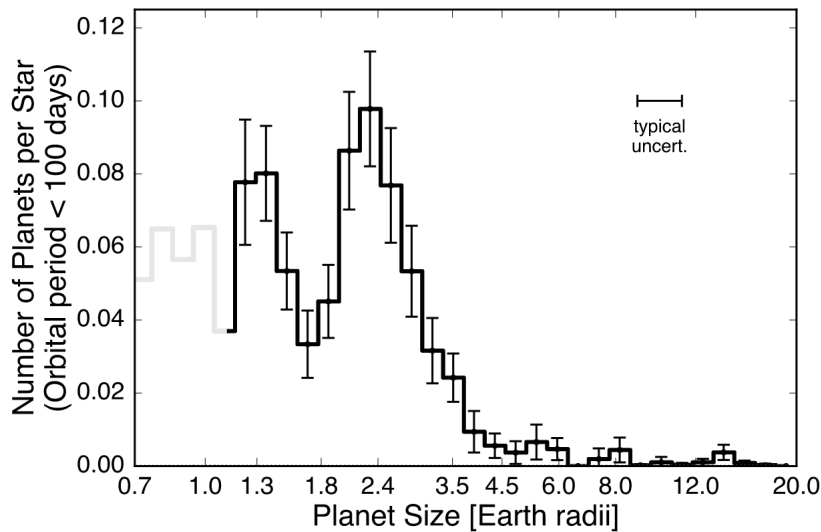


FIGURE 1.10 – Nombre de planètes détectées en fonction de leur rayon, révélant une déplétion aux alentours de  $1.5\text{--}2 R_{\oplus}$ , nommé écart de Fulton (Fulton et al., 2017).

2014) trouvant son origine dans les processus de dynamo à l’œuvre dans les zones convectives externes de l’étoile (*i.e.* interconnexion entre la rotation de l’étoile et les mouvements convectifs). Ce champ magnétique génère alors des phénomènes de différentes natures que l’on regroupe sous le terme d’activité.

Observer le Soleil en détail a permis de documenter ces phénomènes d’activité, avec par exemple la présence de taches plus sombres à la surface du Soleil dont le nombre, et la position, varient au cours du temps. On peut également apercevoir des protubérances qui apparaissent en émission lorsqu’elles sont sur le limbe du disque solaire ou en absorption lorsqu’elles traversent ce disque<sup>23</sup>. À partir de ce constat, de plus en plus d’études ont été menées et de premiers indicateurs d’activité solaire ont vu le jour, comme le nombre de Wolf (dérivé du nombre de taches solaires et de groupes de taches) ou le flux radio émis à 10.7 cm. Le flux émis dans le domaine des rayons X, par le chauffage de la couronne, est corrélé au flux magnétique et représente donc un autre bon indicateur de l’activité magnétique des étoiles (Pevtsov et al., 2003).

La plupart des indicateurs sont aujourd’hui basés sur l’étude de raies spécifiques. Dans le domaine visible, on s’est aperçu qu’il existe une corrélation entre le flux magnétique à la surface du Soleil et une émission dans le cœur des raies d’absorption de Ca II H & K (396.85 et 393.37 nm ; Skumanich et al. 1975; Harvey & White 1999; Pevtsov et al. 2016). On estime que ceci est dû au chauffage de la chromosphère par des particules transportées le long de lignes de champ magnétique (Linsky & Avrett, 1970), ce qui a permis d’établir un indicateur d’activité sans dimension basé simplement sur le flux chromosphérique dans ces raies que l’on appelle S-index. Depuis, les raies de calcium Ca II H & K mais également les raies de sodium Na I D1 & D2 (589.00 nm et 589.59 nm) et d’hydrogène H $\alpha$  (656.28 nm), elles-aussi sensibles à l’activité magnétique et présentant une corrélation avec d’autres indicateurs (rayons X, VR),

23. Les protubérances peuvent également être détectées sur des étoiles lointaines, notamment en recherchant des phénomènes modulés par la rotation stellaire (*e.g.* Collier Cameron & Robinson 1989; Donati et al. 2000a).

sont très souvent utilisées pour diagnostiquer l'activité chromosphérique des étoiles de faible masse (Bonfils et al., 2007; Boisse et al., 2011; Gomes da Silva et al., 2011). Dans le domaine IR, certaines raies spécifiques sont également utilisées pour servir d'indicateur d'activité (*e.g.* le triplet d'He I à 1083 nm et la raie d'hydrogène Paschen  $\beta$  à 1281.8 nm; Zirin 1982; Short & Doyle 1998), mais leur relation avec la topologie magnétique et/ou les phénomènes d'activité au niveau de la photosphère reste mal comprise à l'heure actuelle (Sanz-Forcada & Dupree, 2008; Schöfer et al., 2019; Moutou et al., 2020).

L'activité stellaire, ainsi que les mécanismes de dynamo sous-jacents à l'origine du champ magnétique, sont influencés principalement par deux facteurs : (i) la période de rotation de l'étoile et (ii) sa masse (donc son type spectral) qui détermine l'épaisseur de la couche convective en son sein. De manière générale, plus la période de rotation est grande plus l'activité est faible. Toutefois, les relations empiriques montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte également le type spectral puisque, pour une période de rotation donnée, les étoiles de type tardif (*i.e.* de faible masse) auront une couche convective plus importante que les étoiles de type précoce. Pour cela, on introduit le nombre de Rossby ( $Ro$ ) défini comme le rapport entre la période de rotation et le temps de retournement convectif. Pour  $Ro \gtrsim 0.1$ , les indicateurs d'activité diminuent avec  $Ro$  alors que pour  $Ro \lesssim 0.1$ , ils atteignent un plateau (régime de saturation) où l'activité devient donc indépendante du nombre de Rossby (Fig. 1.11; Noyes et al. 1984; Vidotto et al. 2014; Reiners et al. 2022).

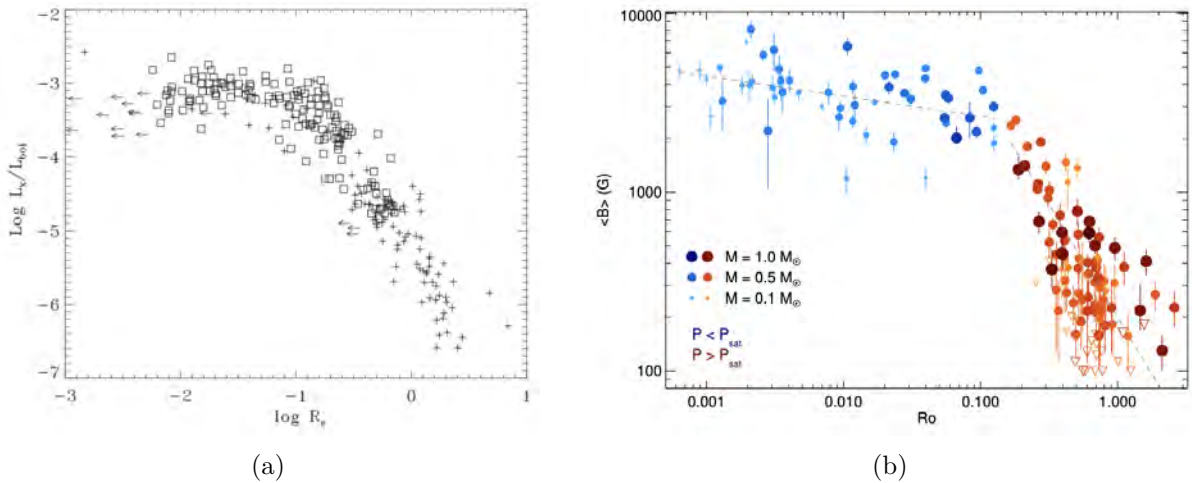


FIGURE 1.11 – Relation entre l'activité stellaire et le nombre de Rossby. *Panneau (a)* : Évolution du rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique ( $\log L_X/L_{bol}$ ) en fonction du nombre de Rossby (source : Pizzolato et al. 2003). Les carrés indiquent des étoiles appartenant à des amas, les croix correspondent à des étoiles n'appartenant à aucun amas. Les flèches montrent des étoiles dont la période de rotation a été déduite de la mesure de la vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée ( $v \sin i$ ). *Panneau (b)* : Relation entre le champ magnétique de surface moyen et le nombre de Rossby (source : Reiners et al. 2022). Les symboles rouges et bleus correspondent à des étoiles dont le nombre de Rossby est supérieur et inférieur à 0.13, respectivement. La taille du symbole se réfère à la masse de l'étoile.



## 1.3.2 Champ magnétique

### 1.3.2.1 L'effet dynamo

L'effet dynamo consiste en la génération (et le maintien) d'un champ magnétique à partir des mouvements convectifs du fluide conducteur (à l'intérieur des étoiles) et de la rotation stellaire.

Commençons par nous intéresser au cas du Soleil pour appréhender la notion de dynamo dans les étoiles. On sait aujourd'hui que le champ magnétique à grande échelle du Soleil subit un cycle au cours duquel les pôles nord/sud s'inversent tous les 11 ans (Hathaway, 2015). Pendant cette période, la topologie magnétique évolue, passant notamment d'un champ magnétique largement dipolaire avec peu de taches situées proches de l'équateur (minimum solaire) à un champ plus complexe et fortement toroïdal avec beaucoup de taches apparaissant à des latitudes intermédiaires (maximum solaire).

Actuellement, on explique cette évolution à travers le modèle de dynamo  $\alpha\Omega$  (Parker, 1955; Babcock, 1961; Leighton, 1969). Sous l'effet de la rotation différentielle, les lignes du champ poloïdal, existant lors du minimum solaire, sont cisailées jusqu'à former un champ magnétique largement toroïdal : c'est l'effet  $\Omega$ . Ce champ toroïdal est ensuite progressivement converti en champ poloïdal (de polarité inversée par rapport au champ initial) au travers de la convection hélicitaire (*i.e.* lignes de champ dans les cellules convectives ascendantes déformées par la force de Coriolis liée à la rotation stellaire) : c'est l'effet  $\alpha$ . Grâce à l'héliosismologie, Spiegel & Zahn (1992) ont pu mettre en évidence une fine couche de transition entre le cœur radiatif du Soleil (en rotation solide) et la zone convective (soumise à la rotation différentielle), associée à un cisaillement intense. D'après les simulations numériques, cette zone, appelée tachocline, est supposée jouer un rôle primordial pour maintenir un champ toroïdal à partir de l'effet  $\Omega$  (*e.g.* Brun et al. 2004; Browning et al. 2006). Toutefois, le rôle exact de la tachocline dans les processus de dynamo reste encore sujet à débat aujourd'hui, et certaines observations suggèrent que la tachocline n'est pas un élément primordial pour expliquer la dynamo solaire (*e.g.* Wright & Drake 2016).

Les étoiles complètement convectives, comme les étoiles M ou TTS sur le trajet d'Hayashi, n'ont pas de tachocline et ne présentent généralement qu'un très faible niveau de rotation différentielle, parfois compatible avec une rotation solide (*e.g.* Johns-Krull 1996; Morin et al. 2008a; Donati et al. 2015; Yu et al. 2019). Ceci suggère que des mécanismes autres que l'effet  $\Omega$  opèrent pour ces étoiles (*e.g.* Chabrier & Küker 2006; Browning 2008; Yadav et al. 2015), avec une dynamo trouvant son origine dans l'ensemble de la couche convective plutôt que dans une couche limitée telle que la tachocline. À l'heure actuelle, les mécanismes de dynamo permettant de générer le champ magnétique observé dans les étoiles de faible masse restent mal compris. Il est donc nécessaire de pouvoir caractériser le champ magnétique à grande échelle d'étoiles complètement convectives pour différents nombres de Rossby afin de contraindre davantage les modèles théoriques.

### 1.3.2.2 Impact du champ magnétique sur la vitesse radiale

Le champ magnétique est à l'origine des différentes structures visibles au niveau de la photosphère (taches, facules) qui créent des variations de VR (section 1.3.3.1), mais il a également un impact direct sur les raies spectrales et la mesure de VR. En effet, en présence d'un champ magnétique, les raies se divisent par effet Zeeman (Zeeman 1897 ; voir détails en

section 2.1.2). Toutefois, les instruments actuels ne permettent pas toujours de résoudre les différentes raies et, en pratique, seuls un élargissement et une intensification (dits Zeeman) sont observés.

À cause de ce phénomène, le centroïde des raies est légèrement modifié ce qui affecte la mesure de la VR. En réalité, l'amplitude de ces variations en VR est assez faible dans le domaine visible ( $< 1 \text{ m s}^{-1}$ ) mais peut devenir significative dans le domaine IR. Par exemple, un champ magnétique de 1 kG peut produire des effets semblables à ceux des taches froides, avec en particulier des variations de VR 10 fois plus importantes que dans le visible (Reiners et al., 2013). Alors que l'effet du contraste des taches froides diminue avec la longueur d'onde, l'effet du champ magnétique augmente, ce qui peut limiter le gain des observations dans l'IR proche. En particulier, la contribution de l'effet Zeeman aux variations de VR devient significative pour les rotateurs lents ( $v \sin i < 10 \text{ km s}^{-1}$ ) pour lesquels le profil des raies n'est pas dominé par la rotation (Hébrard et al., 2014). Ainsi, les étoiles TTS sont généralement peu impactées par cet effet puisqu'elles montrent de grandes valeurs de  $v \sin i$  (Bouvier et al., 1997) et que les distorsions des profils de raies sont principalement dues à la distribution de structures froides/chaudes à la surface de l'étoile.

Le champ magnétique des étoiles ne reste pas statique, et peut même suivre un cycle, à l'instar du Soleil. Puisque le cycle magnétique modifie la distribution de taches à la surface de l'étoile, on s'attend à mesurer des fluctuations de VR sur le long terme pour des étoiles similaires au Soleil (Dumusque et al., 2011). Alors que des cycles magnétiques semblent exister pour certaines étoiles M (Route, 2016; Suárez Mascareño et al., 2016), aucun cycle magnétique n'a été détecté chez des étoiles T Tauri, bien que des variations à long terme de leur photométrie et de leur topologie magnétique aient été observées, suggérant que des cycles magnétiques pourraient tout de même être à l'œuvre pour ces étoiles (Hambálek et al., 2019; Yu et al., 2019).

### 1.3.3 Phénomènes d'activité magnétique

#### 1.3.3.1 Taches

L'observation du Soleil révèle que la surface n'est pas homogène mais qu'elle présente des taches sombres (pouvant atteindre  $\sim 10^6 \text{ m}$ ) et des régions plus brillantes (appelées facules). Hale (1908) a été le premier à mettre en évidence la présence d'un champ magnétique au sein des taches solaires, ce qui a par la suite été confirmé par les magnétogrammes du Soleil montrant clairement l'association des taches sombres avec des régions magnétiques actives (voir Fig. 1.12). Les taches froides sont en réalité le lieu d'émergence de tubes de champ magnétique intense (quelques kG). Ce champ est si intense qu'il inhibe les mouvements convectifs, ce qui réduit le transport de chaleur à la surface, créant ainsi des zones plus froides et plus sombres par rapport à la photosphère environnante. Lorsque le champ est moins organisé il n'a pas la possibilité d'inhiber la convection. En revanche, il réduit l'opacité du milieu environnant ce qui permet à un observateur de voir des couches plus profondes, donc plus chaudes : ce sont les facules qui apparaissent plus brillantes que le reste de la photosphère.

D'un point de vue spectroscopique, la présence d'une tache à la surface d'une étoile se traduit par une déformation des raies spectrales plus ou moins importante selon la taille et le contraste de la tache, contrairement aux planètes qui ne font que décaler la raie (sauf pour

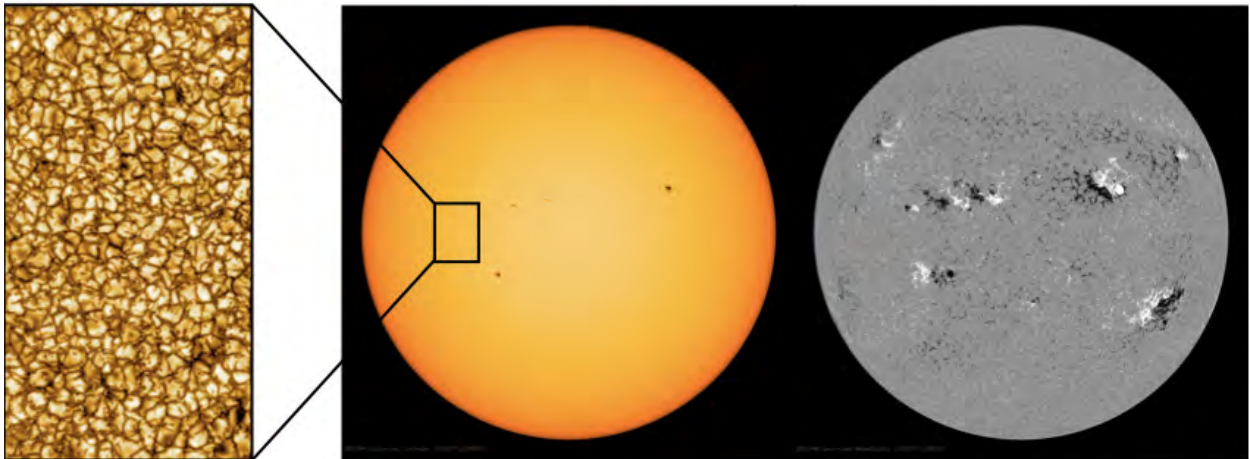


FIGURE 1.12 – Images du Soleil prises par DKIST (gauche; credit : NSO/NSF/AURA) et SDO/HMI (droite; credit : NASA/SDO/Goddard). Sur l'image centrale, les taches froides correspondent aux taches sombres visibles sur le disque orangé. En zoomant sur la surface du Soleil (gauche), on voit apparaître la granulation avec ses cellules de convection. Sur l'image de droite (magnétogramme), on peut voir que les taches froides sont associées à des régions magnétiques actives, avec en blanc les lignes de champ pointant vers l'observateur et en noir celles pointant dans la direction opposée.

l'effet RM). Prenons un cas simple pour illustrer l'impact des taches sur la raie observée. On suppose qu'une seule tache sombre est présente à la surface de l'étoile, sur l'équateur ou à une latitude intermédiaire. Ainsi, au cours de la rotation, cette tache va progressivement apparaître face à l'observateur, bloquant alors une partie du flux ce qui crée un décalage vers le rouge. Au cours de la rotation, la tache se retrouve directement alignée avec l'observateur, ce qui va élargir la raie et la rendre moins profonde. Puis, elle commence à disparaître, bloquant cette fois la partie du flux s'éloignant de l'observateur, ce qui crée un décalage vers le bleu, avant de disparaître totalement. Ainsi, la raie observée est déformée dans son ensemble tout le long de la rotation, ces déformations étant périodiques si la tache reste présente pendant plusieurs rotations. Une illustration de l'impact d'une unique tache sur les raies est montrée en Fig. 1.13. Un autre cas intéressant à observer est celui des taches polaires. Si la tache se situe à de grandes latitudes ( $> 80^\circ$ ), elle reste quasiment tout le temps visible et modifie seulement la partie centrale de la raie et non plus les ailes. Cet effet est illustré en Fig. 1.14.

En réalité, il n'y a pas qu'une unique tache à la surface des étoiles mais plutôt une distribution complexe de plusieurs taches et facules, ce qui induit des fluctuations photométriques et vélocimétriques plus complexes, modulées par la rotation stellaire. En particulier, les fluctuations en VR peuvent atteindre des amplitudes de plusieurs  $\text{m s}^{-1}$  à quelques  $\text{km s}^{-1}$  pour les étoiles T Tauri (Mahmud et al., 2011; Yu et al., 2017, 2019) dont plus de 50% de la surface peuvent être couverts de taches (Grankin et al., 2008), rendant la détection de planètes autour de ces étoiles plus compliquée. De plus, les fluctuations liées à l'activité stellaire sont périodiques et peuvent parfois être confondues avec le signal d'une potentielle planète orbitant autour de l'étoile observée (*e.g.* TW Hya ou AD Leo; Huélamo et al. 2008; Carleo et al. 2020). Enfin, la détection de transits est également plus difficile pour ces étoiles



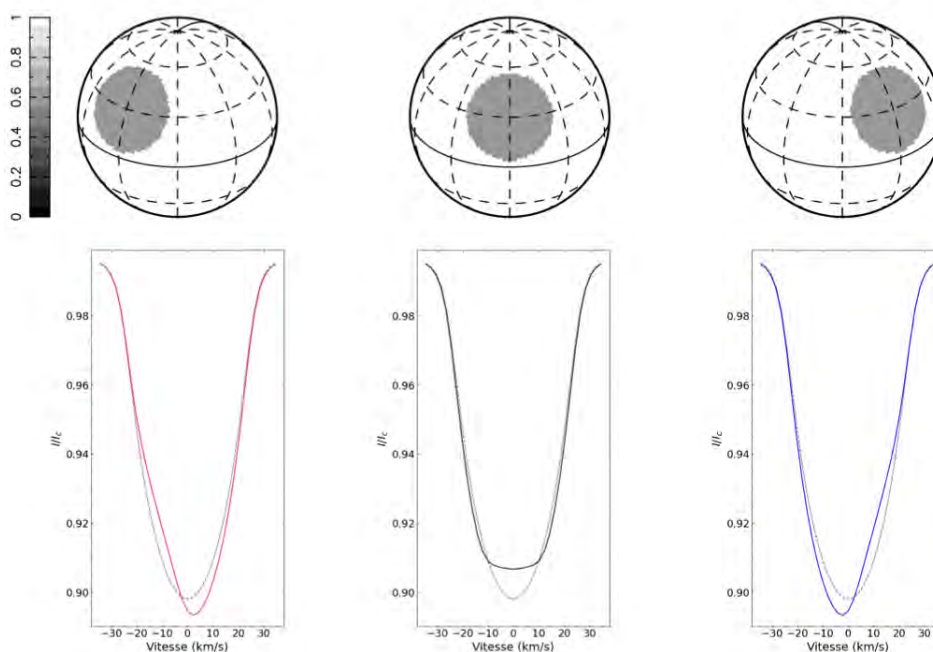


FIGURE 1.13 – Illustration de l’effet d’une tache (latitude de  $30^\circ$ ) sur les raies spectrales observées pour une étoile ayant une vitesse équatoriale projetée sur la ligne de visée  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$  et une inclinaison de  $60^\circ$ . On suppose que la raie a été obtenue à une longueur d’onde de  $1700 \text{ nm}$ . L’échelle de couleur représente la brillance relative à la surface de l’étoile (1 étant la photosphère non tachée) et le contraste de la tache a été choisi de sorte à ce que sa température soit environ  $900 \text{ K}$  plus froide que la photosphère environnante (*i.e.* cas représentant typiquement une étoile dont la température effective est de  $4500 \text{ K}$ ; Berdyugina 2005). De gauche à droite sont montrées 3 phases différentes : 0.4, 0.5 et 0.6. La raie observée est représentée en trait plein tandis que le profil qui serait observé sans tache est en pointillé. On voit que la raie est déformée dans toute sa largeur avec un décalage vers le rouge (phase 0.4), un élargissement (phase 0.5) et un décalage vers le bleu (phase 0.6).

puisque l’ensemble des taches/facules crée des variations photométriques dont l’amplitude peut atteindre  $\gtrsim 0.5 \text{ mag}$  (*e.g.* Grankin et al. 2008).

L’amplitude des fluctuations en VR (ou en photométrie) générées par une tache est directement liée à sa température et donc au contraste relatif entre cette tache et la photosphère environnante. De manière générale, plus l’étoile est chaude, plus la différence de température entre la tache et la photosphère est importante (*e.g.*  $450 \text{ K}$  pour une étoile de température effective  $3500 \text{ K}$  et  $1250 \text{ K}$  pour une étoile de température effective  $5000 \text{ K}$ ; Berdyugina 2005). De plus, pour une température de tache et de photosphère donnée, on constate que le contraste diminue lorsque la longueur d’onde d’observation augmente<sup>24</sup>, il devient alors préférable d’observer dans l’IR pour s’affranchir au mieux de l’activité stellaire. Ceci est d’autant plus vrai que la différence de température entre la tache et la photosphère est petite, *i.e.* l’effet est davantage prononcé pour des naines M que pour des étoiles G (Reiners et al., 2010; Hébrard et al., 2014).

24. Par exemple, pour une étoile M de  $T_{\text{eff}} = 3500 \text{ K}$ , la brillance relative d’une tache de température égale à  $3050 \text{ K}$  est de 0.3 dans le visible à  $500 \text{ nm}$  et elle augmente à 0.7 dans l’IR proche à  $1700 \text{ nm}$ .

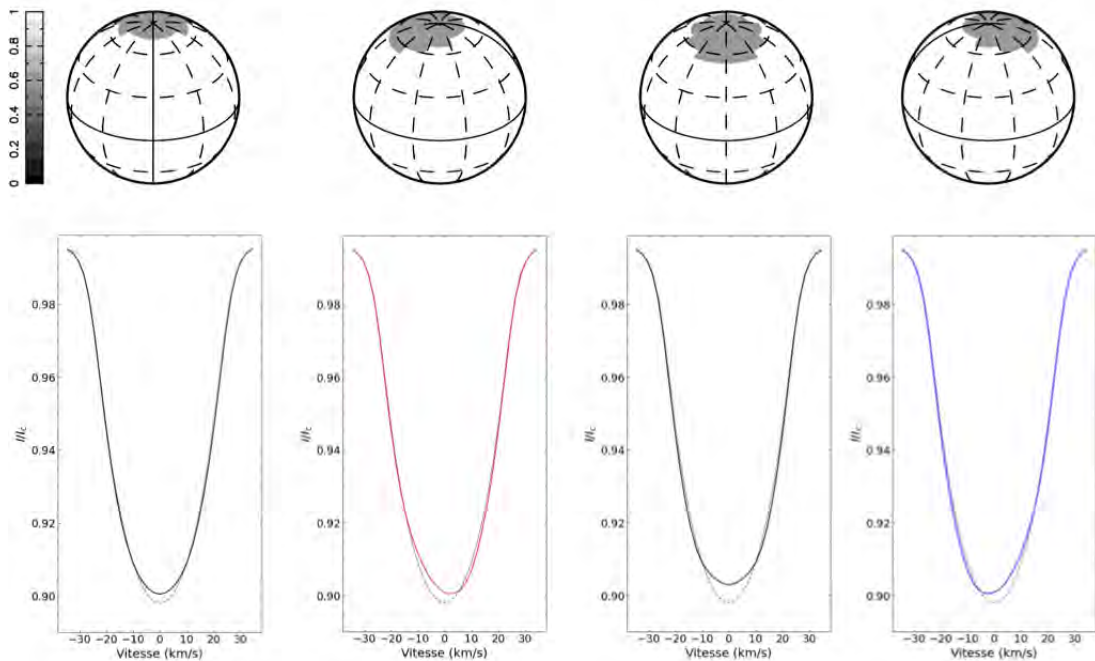


FIGURE 1.14 – Illustration de l'effet d'une tache polaire sur les raies spectrales observées. Les hypothèses sont les mêmes que pour la Fig. 1.13, mais cette fois la tache est située à une latitude de  $80^\circ$  et reste visible tout le temps. On montre les phases 0.00, 0.25, 0.50 et 0.75 pour lesquelles il y a un léger élargissement, un décalage vers le rouge, un élargissement et un décalage vers le bleu, respectivement, mais seul le cœur de la raie est réellement impacté.

Outre ces taches et facules, l'ensemble de la surface stellaire est parsemée de grains brillants et chauds, encerclés par des zones plus sombres et plus froides (voir panneau gauche de la Fig. 1.12), évoluant sur quelques minutes (petites granules) voire quelques jours (supergranules). Cette structure est appelée "granulation" et émerge des mouvements convectifs au sommet de la zone de convection des étoiles. Le flux transporté par le gaz chaud ascendant des granules étant supérieur à celui associé au gaz froid descendant des inter-granules, les raies spectrales (intégrées sur le disque stellaire) sont légèrement asymétriques (bissecteur avec une forme de C; Gray 2008) ce qui conduit à un léger décalage vers le bleu des raies, appelé le "décalage vers le bleu convectif" (ou *convective blueshift* / CB). Cependant, les régions magnétiques inhibent ce phénomène, notamment dans les facules. Il s'avère que l'inhibition du CB dans les régions magnétiques représente la source la plus importante des signaux d'activité en VR pour le Soleil (de l'ordre du  $\text{m s}^{-1}$ ; Meunier et al. 2010; Haywood et al. 2016). Toutefois, pour les étoiles TTS très actives, comme celles étudiées dans cette thèse, la suppression du CB par le champ magnétique n'a que peu d'impact sur le signal d'activité stellaire en VR, largement dominé par les effets de brillance (*i.e.* contraste entre les taches et la photosphère).

### 1.3.3.2 Éruptions (*flares*) et éjections de masse coronale

Sous l'effet d'une reconnexion magnétique au niveau de la photosphère, l'énergie magnétique contenue dans le champ peut être brutalement libérée dans la couronne. Ce phénomène

est appelé "éruption stellaire" et se traduit notamment par une augmentation soudaine du flux, enregistré par les instruments, provenant du plasma coronal chauffé. Les éruptions les plus violentes s'accompagnent souvent d'une éjection de masse coronale (EMC; [Yashiro & Gopalswamy 2008](#)), c'est-à-dire de l'éjection d'un nuage de plasma magnétisé atteignant des vitesses de plusieurs centaines de  $\text{km s}^{-1}$ .

Les fortes radiations stellaires à haute énergie (*e.g.* rayons X, UV) contrôlent l'échappement atmosphérique des planètes orbitant à proximité immédiate des étoiles actives. En particulier, les radiations issues des EMCs semblent contribuer davantage à l'échappement atmosphérique des Jupiters chauds que celles provenant des éruptions (*e.g.* [Hazra et al. 2022](#)). Les étoiles jeunes (et les naines M), généralement plus actives, présentent davantage d'événements éruptifs ([Feinstein et al., 2020](#)) et sont donc de bonnes cibles pour étudier les interactions étoile-planète et l'évolution des atmosphères planétaires.

D'un point de vue observationnel, lorsque plusieurs éruptions ont lieu sur l'espace de quelques jours, comme cela peut être le cas pour des étoiles jeunes ou de type M (*e.g.* [Stelzer et al. 2007](#); [Günther et al. 2020](#); [Gilbert et al. 2022](#)), l'augmentation régulière et soudaine du flux peut empêcher la détection de transits planétaires ou de signatures en VR et il devient nécessaire de pouvoir filtrer ces événements des données collectées.

## 1.4 SPIRou : un SpectroPolarimètre InfraRouge

### 1.4.1 Avantages et inconvénients de l'infrarouge

Les étoiles M offrent une opportunité de détecter des planètes dans la zone habitable de leur étoile. En effet, comme la température de ces étoiles est relativement basse, la zone habitable se rapproche de l'étoile et les planètes situées dans cette zone ont ainsi davantage de chances d'être détectées (période orbitale plus courte augmentant ainsi la probabilité de transit et l'amplitude de la signature en VR). Cependant, leur faible température rend ces étoiles peu lumineuses dans le domaine visible et c'est pourquoi il convient de les étudier dans le domaine IR à l'aide d'instruments spécialement conçus pour ce domaine comme CARMENES ([Quirrenbach et al., 2012](#)), GIANO ([Oliva et al., 2012](#)), iShell ([Rayner et al., 2016](#)), NIRPS ([Bouchy et al., 2019](#)) et SPIRou ([Donati et al., 2020b](#)).

Les étoiles M et TTS peuvent avoir une activité très intense ce qui complexifie la recherche de planètes en orbite autour de ces étoiles. Toutefois, l'IR est aussi un atout pour diminuer le signal d'activité stellaire dans les données puisque le contraste entre les taches et la photosphère environnante est réduit pour les grandes longueurs d'onde.

Enfin, l'étude du champ magnétique d'étoiles TTS ou M est également améliorée dans le domaine infrarouge par rapport au domaine visible puisque l'effet Zeeman augmente proportionnellement au carré de la longueur d'onde. Ainsi, observer des étoiles possédant un champ magnétique avec des instruments IR permet une meilleure caractérisation de ces champs mais également des interactions étoile-planète, contrôlées par la présence des champs magnétiques stellaires.

En revanche, le domaine IR possède aussi quelques inconvénients. D'un point de vue instrumental, plusieurs défis sont à relever, notamment sur la stabilité et le refroidissement continu de l'ensemble de l'instrument. Toutefois, ces difficultés arrivent à être surmontées grâce à une technologie de pointe et des mises à jour régulières des appareils inclus dans les



FIGURE 1.15 – Présentation de SPIRou. *Gauche* : TCFH au sommet du Mauna Kea (crédits : Z. Challita - IRAP/OMP). *Droite* : Instrument SPIRou en février 2021. (crédits : SPIRou team / S. Chastanet - CNRS/OMP)

instruments (*e.g.* lampes de calibration, etc...). Une autre difficulté réside dans le traitement des données. En effet, lorsque l'on observe une étoile avec un instrument situé sur Terre, la lumière émise par la cible traverse les couches de l'atmosphère terrestre avant d'atteindre le détecteur de l'instrument. Ainsi, le spectre enregistré devient une superposition du spectre stellaire et du spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre, composé de raies telluriques, très nombreuses dans l'IR proche. Les plus importantes dans le domaine couvert par SPIRou sont typiquement celles associées à  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{O}_2$ . Leur profondeur dépend de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère au moment de l'observation et varie donc d'une nuit à l'autre. La présence des raies telluriques peut avoir d'importantes conséquences sur les résultats puisque, par exemple, elles peuvent influencer les mesures de VR (Moutou et al., 2020) ou même mener à de fausses caractérisations d'atmosphères exoplanétaires (Brogi et al., 2018).

## 1.4.2 Description de l'instrument

SPIRou (SpectroPolarimètre InfraRouge montré en Fig. 1.15 ; Donati et al. 2020b) est un spectropolarimètre à haute-résolution et vélocimètre à haute-précision installé sur le TCFH au sommet du Mauna Kea sur l'île d'Hawaii. Après sa première lumière en Avril 2018 (deux mois après l'installation de l'instrument au TCFH), SPIRou a été testé puis validé pour exploitation scientifique en Janvier 2019.

Pour sa conception, SPIRou a été fortement inspiré d'instruments existants et ayant prouvé leur efficacité comme le spectropolarimètre ESPaDOnS (Donati, 2003) et le vélocimètre HARPS (Mayor et al., 2003). La lumière collectée par le télescope entre dans un module de Cassegrain divisé en deux parties. Une partie haute est équipée d'instruments permettant les premières corrections nécessaires (*i.e.* correction de la dispersion atmosphérique, stabilisation de l'image d'entrée) et d'une roue permettant d'injecter la lumière des lampes de calibration utilisées pour la spectroscopie. Une partie basse est, quant à elle, équipée d'un polarimètre achromatique permettant de diviser la lumière reçue en deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux. Ces deux faisceaux lumineux sont chacun transmis vers le spectrographe cryogénique (*e.g.* situé trois étages plus bas), *via* 35 m de fibre optique en

verre fluoré, dans lequel ils sont ensuite dispersés par le spectrographe échelle permettant l'enregistrement du spectre sur un détecteur HAWAII-4RG de 16 millions de pixels (Artigau et al., 2018). Ce spectrographe, opérant dans l'IR proche, couvre l'ensemble des bandes *YJHK* comprises entre 0.95 et 2.5  $\mu\text{m}$  (au travers de 50 ordres de diffraction) avec un pouvoir de résolution de  $\sim 70\,000$ . Afin de pouvoir détecter les très faibles décalages en longueurs d'onde des spectres induits par la présence de planètes en orbite autour des étoiles observées, il est nécessaire de placer le spectrographe dans un cryostat sous vide, refroidi (77 K, *i.e.*  $-200^\circ$ ) et stabilisé en température avec une précision de l'ordre du mK.

SPIRou est également équipé d'une unité de calibration permettant d'injecter la lumière de différentes lampes dont le spectre est bien connu pour calibrer les spectres stellaires observés de manière très précise (Donati et al., 2020b). En particulier, cette unité inclut une lampe halogène permettant de corriger la réponse instrumentale ainsi qu'une lampe à cathode creuse U/Ne pour obtenir un étalonnage absolu précis entre pixels et longueurs d'onde. Enfin, il est possible de suivre les dérives de l'instrument au cours des observations avec une précision de l'ordre de  $10\text{ cm s}^{-1}$  grâce à un étalon Fabry-Pérot stabilisé en température et couplé à une lampe halogène.

Les performances de SPIRou ont été estimées à partir de tests réalisés en laboratoire mais aussi à partir d'observations. Typiquement, le signal-sur-bruit (SNR) est maximal dans la bande *H* avec, par exemple, une valeur de 110 par pixel ( $2.28\text{ km s}^{-1}$ ) pour une étoile M4 de magnitude  $H = 8$  observée avec un temps d'exposition de 5 min. La précision en VR, de l'ordre de  $2\text{ m s}^{-1}$ , reste limitée par (i) la stabilité de l'instrument lui-même, (ii) la stabilité de l'injection de lumière et (iii) la pollution due aux raies telluriques (Donati et al., 2020b). Toutefois, les derniers résultats de Artigau et al. (2022) suggèrent une précision instrumentale inférieure à  $2\text{ m s}^{-1}$  (permettant d'atteindre une dispersion RMS sur les VRs mesurées de l'étoile de Barnard légèrement supérieure à  $2\text{ m s}^{-1}$ ).

### 1.4.3 SPIRou Legacy Survey

SPIRou est un instrument créé pour répondre à deux objectifs principaux, à savoir la recherche de planètes dans la zone habitable des étoiles de faible masse et l'étude de la formation stellaire et planétaire avec notamment l'impact du champ magnétique sur celle-ci. Afin de pouvoir répondre à ces objectifs, un grand relevé nommé "*SPIRou Legacy Survey*" (SLS), consistant en 310 nuits d'observations réparties entre début 2019 et mi-2022, a été mis en place.

Le SLS est divisé en 3 principaux groupes de travail ou *work package* (WP) :

- **WP1** : Ce premier groupe est dédié à la recherche en aveugle de planètes autour d'étoiles M à partir de suivis vélocimétriques (objectif de  $\sim 150$  visites par étoile). Les étoiles sélectionnées proviennent de catalogues préalablement établis et correspondent aux meilleures cibles pour espérer détecter des planètes similaires à la Terre (*e.g.* étoiles peu actives; Moutou et al. 2017; Fouqué et al. 2018). Ce groupe de travail permet également d'estimer les limites de détection du relevé de VR et d'obtenir les propriétés statistiques des systèmes planétaires autour des naines M.
- **WP2** : Le second groupe se concentre sur le suivi vélocimétrique d'une vingtaine d'étoiles M pour lesquelles des planètes candidates ont été identifiées par des missions



telles que TESS<sup>25</sup> ou K2 ( $\sim 60$  visites par étoile sont prévues). Le but du WP2 est de pouvoir confirmer la présence de ces planètes mais également d’apporter une caractérisation plus complète (masse, rayon, densité) ou de rechercher d’autres planètes dans les systèmes confirmés. Comme pour le WP1, des analyses complémentaires sont prévues dans ce groupe avec notamment l’étude de l’effet RM et la caractérisation des atmosphères planétaires grâce à l’utilisation conjointe de plusieurs instruments (SPIRou, JWST<sup>26</sup>, CHEOPS<sup>27</sup>,...).

- **WP3** : Le troisième groupe principal est relatif à l’étude du champ magnétique de  $\sim 50$  étoiles TTS et à son impact sur la formation stellaire et planétaire. Le WP3 repose sur l’utilisation des capacités spectropolarimétriques de SPIRou pour reconstruire la distribution en brillance et le champ magnétique à grande échelle, l’analyse des disques d’accrétion (et leur relation avec le champ magnétique) ainsi que la recherche de Jupiters chauds à un stade précoce de leur évolution. Tous ces éléments, couplés à des observations photométriques et spectroscopiques dans d’autres domaines de longueurs d’onde (visible, rayons X) permettent finalement de mieux comprendre les processus de dynamo à l’origine des champs magnétiques stellaires et leurs effets sur la formation et l’évolution des systèmes planétaires.

En plus de ces trois WPs regroupant l’ensemble des objectifs scientifiques du SLS, deux WPs transverses existent. Le **WP4** a pour objet de développer de nouvelles méthodes (observationnelles et théoriques) pour optimiser les résultats obtenus dans le WP1, en particulier pour améliorer la détection et la caractérisation des planètes que SPIRou découvrira. Enfin, le **WP5** regroupe les analyses complémentaires qui peuvent être réalisées grâce aux données SPIRou, comme le développement d’outils pour modéliser les spectres d’étoiles et établir une classification spectrale automatique ou pour l’étude de l’atmosphère terrestre au travers des raies telluriques tout en réduisant son impact sur les données. Les études sur le champ magnétique stellaire des étoiles M et TTS et les mécanismes de dynamo sous-jacents (*e.g.* au travers de simulations numériques) s’inscrivent également dans ce WP.

## 1.5 Objectifs de la thèse de doctorat

L’objectif principal de cette thèse de doctorat est d’étudier l’activité magnétique des étoiles TTS à partir d’observations collectées avec SPIRou depuis 2019, notamment dans le cadre du WP3. Avant le début de ce projet de thèse, les premières observations SPIRou venaient d’avoir lieu ce qui a permis d’avoir accès aux données rapidement. Parmi les étoiles TTS déjà observées, nous avons notamment choisi d’étudier deux wTTSs. Plus particulièrement, notre analyse s’articule autour de (i) la reconstruction du champ magnétique à grande échelle des cibles choisies, (ii) de la modélisation des signaux d’activité stellaire en VR, (iii) du calcul d’indicateurs d’activité stellaire à partir de raies spécifiques propres au domaine IR et (iv) de la comparaison des résultats obtenus avec SPIRou avec de précédentes études réalisées dans le visible.

Les méthodes utilisées pour mener à bien ces études sont décrites dans le Chapitre 2,

---

25. *Transiting Exoplanet Survey Satellite*

26. *James Webb Space Telescope*

27. *CHaracterising ExOPlanets Satellite*

tandis que les résultats obtenus pour les deux wTTSs choisies sont présentés en Chapitre 3. Toutefois, les techniques de modélisation du champ magnétique (ou de brillance) actuelles restent limitées puisqu'elles ne prennent pas en compte l'évolution temporelle intrinsèque de la topologie magnétique et de la surface de l'étoile. Ainsi, cette thèse de doctorat a été l'occasion de développer une nouvelle méthode d'imagerie dépendante du temps (nommée TIMeS, pour *Time-dependent Imaging of Magnetic Stars*) qui permettra à l'avenir d'améliorer notre modélisation de l'activité magnétique et de réduire les signaux d'activité dans les courbes de VR. Le Chapitre 4 présente le principe de cette méthode innovante et ses performances illustrées dans le cadre de simulations. Enfin, cette thèse a permis d'ouvrir la voie à de nouvelles perspectives mises en avant dans le Chapitre 5 de ce manuscrit.



# 2 | Techniques pour modéliser l'activité stellaire

## Sommaire

---

<b>2.1 Principes physiques</b>	<b>38</b>
2.1.1 Polarisation de la lumière	38
2.1.2 Effet Zeeman	38
2.1.3 Détection de l'effet Zeeman	40
<b>2.2 Imagerie Zeeman-Doppler (ZDI)</b>	<b>42</b>
2.2.1 Traitement des données spectropolarimétriques	42
2.2.2 Idée générale	43
2.2.3 Fonctionnement de ZDI	44
2.2.3.1 Description du champ magnétique	44
2.2.3.2 Calcul des profils synthétiques	46
2.2.3.3 Inversion par maximum d'entropie	48
<b>2.3 Processus Gaussiens</b>	<b>50</b>
2.3.1 Principe général	50
2.3.1.1 Définition	50
2.3.1.2 Régression par processus Gaussiens	50
2.3.1.3 Fonctions de covariance	51
2.3.2 Modélisation de l'activité	53
2.3.2.1 Activité seule	53
2.3.2.2 Activité et planète	54

---

DANS ce second chapitre, nous présentons deux grandes techniques utilisées dans cette thèse permettant de modéliser l'activité stellaire. En section 2.1, nous commencerons par détailler quelques principes physiques, à savoir la polarisation de la lumière et l'effet Zeeman, nécessaires à la compréhension des modèles utilisés. Puis, l'imagerie Zeeman-Doppler permettant de cartographier le champ magnétique à grande échelle à la surface des étoiles, sera présentée en section 2.2. Enfin, on introduira les processus Gaussiens en section 2.3, notamment très utiles pour modéliser les signaux de vitesses radiales induits par l'activité stellaire.

## 2.1 Principes physiques

### 2.1.1 Polarisation de la lumière

La polarisation décrit la manière dont vibre le vecteur champ électrique dans une onde électromagnétique en propagation. On distingue trois grands types de polarisation. Si le champ électrique vibre dans une unique direction qui reste fixe dans le temps, on parle de polarisation linéaire. Si l'orientation du vecteur champ électrique évolue selon un mouvement de rotation uniforme au cours du temps, et que l'intensité de ce vecteur reste constante, l'onde est dans ce cas polarisée circulairement. En revanche, si aucune direction n'est privilégiée l'onde est dite non polarisée. Les propriétés des ondes électromagnétiques, comme la lumière, peuvent être décrites à partir de quatre quantités indépendantes, appelées paramètres de Stokes, traçant les différents états de polarisation (voir Annexe A pour plus de détails) :

- $I$  correspond à l'intensité lumineuse non polarisée ;
- $Q$  et  $U$  décrivent deux états orthogonaux de la polarisation linéaire ;
- $V$  représente la polarisation circulaire nette de la lumière.

Afin de mesurer ces paramètres, les spectropolarimètres comme SPIRou disposent d'un polarimètre. Ce dernier est généralement composé de plusieurs lames à retard (lames quart d'onde et/ou demi-onde) et d'un séparateur (*e.g.* prisme de Wollaston) qui génère deux faisceaux ayant des états de polarisation orthogonaux. En ajustant l'orientation des lames à retard par rapport au séparateur, il est possible de choisir précisément le paramètre de Stokes à mesurer. En particulier, si le dispositif est placé de sorte à mesurer l'intensité lumineuse dans la même direction qu'une direction de référence ( $I_{0^\circ}$ ) ainsi que dans la direction orthogonale ( $I_{90^\circ}$ ), alors il est possible de mesurer  $Q$ . En mesurant les intensités lumineuses inclinées de  $45^\circ$  et  $135^\circ$  par rapport à la direction de référence, on peut obtenir  $U$ . Enfin, en mesurant les intensités lumineuses associées aux polarisations circulaires gauche ( $I_{\ominus}$ ) et droite ( $I_{\oplus}$ ) le paramètre de Stokes  $V$  peut être estimé. La Fig. 2.1 illustre la définition des 4 paramètres de Stokes à partir de ces mesures. Il faut noter que les paramètres  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont nuls lorsque la lumière est non polarisée.

### 2.1.2 Effet Zeeman

Sous l'influence d'un fort champ magnétique, les raies spectrales se divisent en plusieurs composantes, c'est l'effet Zeeman (Zeeman 1897 ; Fig. 2.2a). L'étude de ce phénomène permet de diagnostiquer la présence éventuelle d'un champ magnétique dans les étoiles observées, notamment grâce à des spectropolarimètres de haute précision.

Afin d'appréhender l'effet Zeeman d'un point de vue quantique, on considère ici un atome placé dans un champ magnétique d'intensité  $B$ . Considérons un niveau d'énergie associé à un moment cinétique total  $\vec{J}$  tel que :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.1)$$

où  $\vec{L}$  et  $\vec{S}$  correspondent au moment cinétique orbital et de spin, respectivement.

En l'absence de champ magnétique, un tel niveau d'énergie est dégénéré. En revanche, en présence d'un champ magnétique, chacun des niveaux d'énergie dégénérés se divise en  $2J + 1$  sous-niveaux dont l'énergie associée est décalée de :

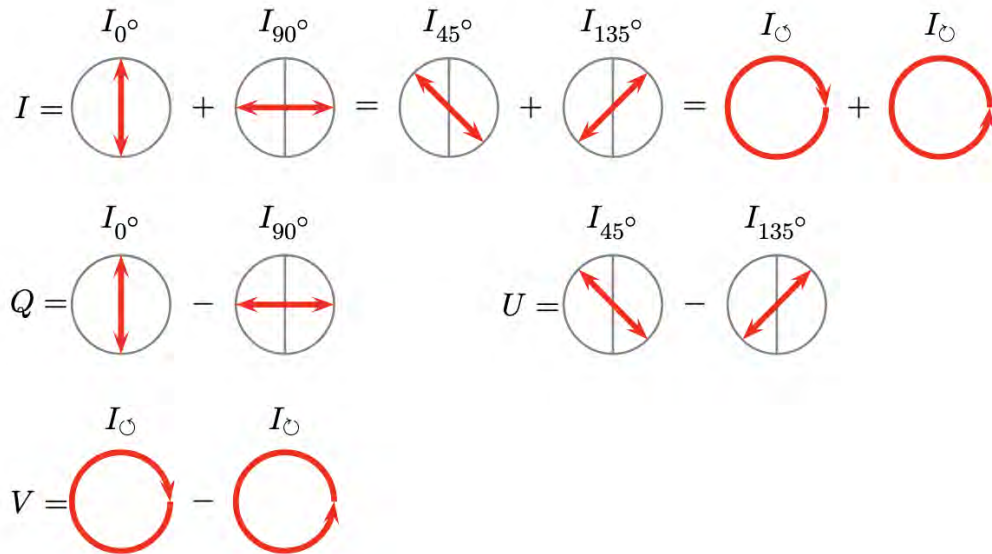


FIGURE 2.1 – Illustration des paramètres de Stokes à partir des mesures réalisées avec un polarimètre composé d’une lame quart d’onde et d’un séparateur de type prisme de Wollaston. La direction de référence pour la polarisation linéaire est représentée par un trait vertical noir dans chaque cercle (crédit : thèse de [Morin 2009](#)).

$$\Delta E = \mu_0 g B M \quad \text{avec } M = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J \quad (2.2)$$

où  $\mu_0 = 9.27 \cdot 10^{-21} \text{ erg G}^{-1}$  est le magnéton de Bohr et  $g$  un facteur sans dimension appelé facteur de Landé. Ce facteur de Landé a une valeur généralement comprise entre 0 et 3 et peut s’exprimer comme

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.3)$$

La division des niveaux d’énergie selon les formules ci-dessus a un impact au niveau des raies spectrales. En effet, en l’absence de champ magnétique, une transition entre deux niveaux d’énergie  $E_l$  et  $E_u$  (de facteurs de Landé  $g_l$  et  $g_u$ , respectivement) associée à une longueur d’onde  $\lambda_0$  peut être caractérisée seulement par l’énergie  $E_u - E_l$ . En revanche, en présence d’un champ magnétique, la raie se divise en plusieurs composantes dont les niveaux d’énergie sont décalés de

$$\Delta E = (g_u M_u - g_l M_l) \mu_0 B \quad (2.4)$$

Toutefois, seules les transitions vérifiant  $\Delta M = -1, 0, 1$  sont autorisées. Les raies associées aux transitions telles que  $\Delta M = 0$  sont appelées composantes  $\pi$  et sont distribuées symétriquement<sup>1</sup> autour de la longueur d’onde  $\lambda_0$ . Les raies correspondant aux transitions

1. La distribution symétrique des composantes n’est vraie que dans le cas de champs magnétiques peu intenses (*e.g.* elle n’est plus valable pour des naines blanches très magnétiques dont le champ peut atteindre jusque  $10^9 \text{ G}$ ; [Ferrario et al. 2015](#)).

$\Delta M = \pm 1$  forment les composantes  $\sigma$ , décalées symétriquement<sup>2</sup> vers le bleu ou le rouge par rapport à  $\lambda_0$  suivant le signe de  $\Delta M$ . Le décalage moyen observé, en Angströms (Å) est :

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 \bar{g} B \quad (2.5)$$

où  $\lambda_0$  est exprimée en Å,  $B$  en Gauss (G) et  $\bar{g}$  est le facteur de Landé effectif. Ce dernier paramètre varie entre 0 et 3 (valeur typique de 1.2; Donati & Landstreet 2009) et caractérise la sensibilité d'une raie à l'effet Zeeman. D'après sa dépendance quadratique en longueur d'onde (alors que l'effet Doppler varie comme  $\lambda$ ), l'effet Zeeman est d'autant plus prononcé dans la partie rouge du spectre visible ou dans l'IR, justifiant l'utilisation d'instruments tels que SPIRou pour étudier le champ magnétique des étoiles. En utilisant l'effet Doppler, on peut convertir  $\Delta\lambda_B$  en un décalage de vitesse radiale  $\Delta v_B$  qui évolue linéairement avec  $\lambda_0$ . Pour illustrer la dépendance en longueur d'onde (ou en vitesse) de l'effet Zeeman, considérons deux raies de facteur de Landé effectif identique et égal à 1.2 en présence d'un champ magnétique de 1 kG, ayant deux longueurs d'onde différentes. Dans ce cas, si la première raie est associée à  $\lambda_0 = 500$  nm, le décalage des composantes  $\sigma$  par rapport à cette longueur d'onde est de 1.4 pm (*i.e.* 0.84 km s<sup>-1</sup>) tandis qu'il augmente à 12.6 pm (*i.e.* 2.52 km s<sup>-1</sup>) pour une seconde raie associée à  $\lambda_0 = 1500$  nm.

Les raies spectrales associées à certaines molécules diatomiques<sup>3</sup> (*e.g.* FeH, OH, CH, TiO, C<sub>2</sub>, CN, MgH, CaH) sont elles-aussi sensibles à l'effet Zeeman (Schadee, 1978), de manière similaire aux atomes. Bien que notre compréhension de la sensibilité de ces raies au champ magnétique est encore mal comprise actuellement, de récents progrès permettent de les utiliser pour étudier la complexité du champ magnétique (de naines M principalement; Afram & Berdyugina 2019) et contraindre les propriétés des taches à la surface d'étoiles plus chaudes (*e.g.* de types G et K; Afram & Berdyugina 2015).

### 2.1.3 Détection de l'effet Zeeman

En pratique, on ne peut pas résoudre les composantes  $\pi$  ou  $\sigma$  car, souvent, la séparation en longueur d'onde reste petite devant la résolution instrumentale ce qui conduit à l'observation d'un élargissement Zeeman<sup>4</sup> (les composantes Zeeman sont proches les unes des autres). Cet élargissement est lui-même difficile à estimer puisqu'il existe d'autres contributions à l'élargissement des raies dont l'importance varie. En effet, de manière générale la largeur des raies spectrales résulte de l'effet Doppler relatif à l'agitation thermique (1–3 km s<sup>-1</sup>), à la rotation de l'étoile (jusqu'à plus de 100 km s<sup>-1</sup> pour certaines étoiles TTS) et aux mouvements turbulents (micro et macro-turbulence) du plasma photosphérique (quelques km s<sup>-1</sup>). Ainsi, la séparation des composantes Zeeman peut se détecter directement dans les raies spectrales seulement lorsque le champ magnétique est très intense (*e.g.* > 5 kG pour des raies dans le domaine visible; Donati & Landstreet 2009) et de préférence pour des rotateurs lents. En ciblant des raies dans l'IR et très sensibles au champ magnétique, cette séparation des composantes Zeeman devient plus facilement observable (*e.g.*  $\Delta v_B = 7$  km s<sup>-1</sup> pour une raie de  $\bar{g} = 2.5$ , à 2000 nm, en présence d'un champ de 1 kG), ce qui est notamment intéressant

2. Pour des champs magnétiques peu intenses.

3. Certaines ne sont pas sensibles au champ magnétique, *e.g.* les raies de CO à 2.3  $\mu\text{m}$ .

4. Une approximation alors couramment utilisée est celle du triplet Zeeman (une composante  $\pi$  et deux composantes  $\sigma$ ) mais pour une analyse des raies très sensibles au champ magnétique, il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des composantes Zeeman.

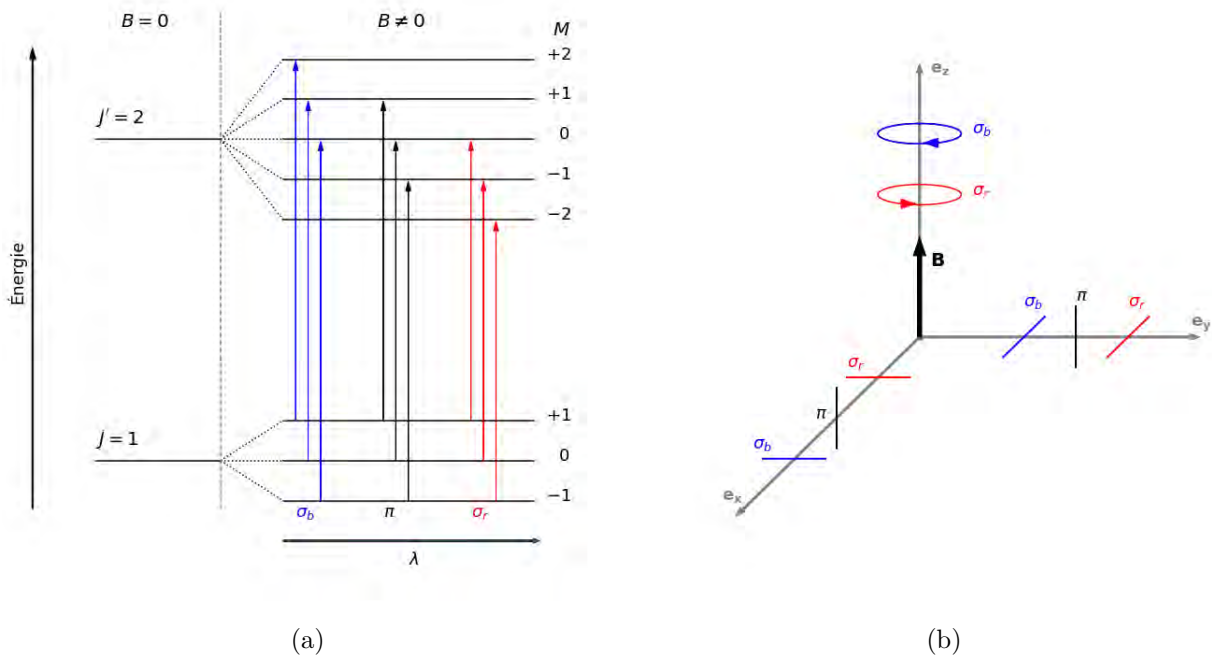


FIGURE 2.2 – Illustration de l’effet Zeeman. *Panneau (a)* : Diagramme des niveaux d’énergie et transitions possibles. Sur la gauche, en l’absence de champ magnétique les niveaux d’énergie  $J$  et  $J'$  sont dégénérés et une seule transition est possible. Sur la droite, en présence d’un champ magnétique, la dégénérescence est levée et on observe  $4J + 2J' + 1$  transitions. *Panneau (b)* : Polarisation des différentes composantes  $\pi$  et  $\sigma$  selon l’orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Les composantes  $\sigma$  sont polarisées circulairement dans l’axe du champ magnétique. Dans un axe orthogonal au champ magnétique, les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  sont polarisées linéairement. Sur les deux graphiques,  $\sigma_b$  (et la couleur bleue) indique les composantes  $\sigma$  décalées vers le bleu tandis que  $\sigma_r$  (et la couleur rouge) correspond aux composantes  $\sigma$  décalées vers le rouge.

dans le cas des étoiles de très faible masse dont la distribution spectrale d’énergie atteint son maximum dans ce domaine de longueurs d’onde. De plus, il est possible d’estimer l’élargissement Zeeman en comparant des raies ayant différentes sensibilités au champ magnétique (*i.e.* différents facteurs de Landé), et d’obtenir une information sur la valeur moyenne du champ magnétique et du facteur de remplissage associé, *i.e.* fraction de la surface couverte par les régions magnétiques (*e.g.* [Reiners et al. 2022](#)). Ces deux paramètres étant dégénérés, il n’est pas rare d’estimer plutôt le produit des deux ([Saar, 1988](#); [Kochukhov, 2021](#); [Reiners et al., 2022](#)).

Les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  présentent un état de polarisation différent selon l’orientation du champ magnétique par rapport à l’observateur (Fig. 2.2b). En particulier, les composantes  $\sigma$  sont polarisées circulairement lorsque le champ magnétique est parallèle à la ligne de visée tandis qu’elles sont polarisées linéairement lorsque le champ est perpendiculaire à cette ligne de visée (comme les composantes  $\pi$  mais dans un état orthogonal). Ainsi, l’étude de la polarisation permet d’obtenir des renseignements non pas uniquement sur la valeur du champ magnétique mais également sur son orientation (*i.e.* sa topologie), notamment grâce à des techniques d’imagerie telle que l’imagerie Zeeman-Doppler (section 2.2). Toutefois,

les signatures Zeeman sont généralement assez faibles et peuvent être difficiles à détecter. Par exemple, pour les étoiles très actives avec un fort champ magnétique, les signatures peuvent atteindre 1% du continu non-polarisé en Stokes  $V$  (mais typiquement 0.1% de manière générale) tandis que l'amplitude des signatures en polarisation linéaire est un ordre de grandeur plus faible. Il devient alors nécessaire de combiner l'information contenue dans plusieurs centaines, voire milliers de raies pour améliorer la détection de telles signatures (*e.g.* déconvolution moindres carrés, section 2.2.1).

## 2.2 Imagerie Zeeman-Doppler (ZDI)

### 2.2.1 Traitement des données spectropolarimétriques

Les données spectropolarimétriques sont collectées avec des spectropolarimètres, munis d'un polarimètre permettant de générer deux faisceaux de polarisation orthogonale (section 2.1.1). Ceux-ci sont alors dirigés vers le spectrographe qui disperse ces faisceaux en fonction de la longueur d'onde permettant ainsi d'imager les spectres sur un capteur photosensible matriciel (dans le cas de SPIRou).

Une observation spectropolarimétrique consiste en une séquence de 4 poses, correspondant chacune à une position des lames à retard permettant de mesurer le paramètre de Stokes souhaité. En combinant ces poses, il est possible de supprimer, au premier ordre, les erreurs systématiques ainsi que des signaux parasites dans les spectres polarisés (Donati et al., 1997). En particulier, en notant  $I_{n,\perp}$  et  $I_{n,\parallel}$  les deux états de polarisation de la pose  $n$ , le paramètre de Stokes  $P$  est donné par :

$$\begin{cases} I &= \sum_{n=1}^4 (I_{n,\perp} + I_{n,\parallel}) \\ \frac{P}{I} &= \frac{R-1}{R+1} \end{cases} \quad (2.6)$$

avec

$$R = \frac{I_{1,\perp}/I_{1,\parallel} \quad I_{4,\perp}/I_{4,\parallel}}{I_{2,\perp}/I_{2,\parallel} \quad I_{3,\perp}/I_{3,\parallel}} \quad (2.7)$$

On peut aussi déterminer un spectre "nul" en combinant les expositions pour lesquelles le retardateur a un azimut identique (*i.e.* expositions 1 et 3 ou 2 et 4), qui ne contient en théorie que du bruit blanc, ce qui permet de s'assurer que les signatures vues dans les spectres polarisés ne sont pas parasites (Donati et al., 1997).

Les spectres que j'ai utilisés lors de ma thèse ont été collectés avec SPIRou et ont été préalablement réduits en utilisant une version du code Libre-ESpRIT (Donati et al., 1997) adaptée aux observations SPIRou (Donati et al., 2020b). De plus, les raies telluriques ont été supprimées des spectres SPIRou en utilisant une approche basée sur l'analyse en composantes principales décrite par Artigau et al. (2014). Il faut noter qu'il existe un autre logiciel appelé APERO (*A PipelinE to Reduce Observations*; Artigau et al. 2012, Cook et al., submitted), permettant de traiter les données SPIRou, et mis à jour régulièrement pour améliorer le traitement des raies telluriques et la précision en VR notamment, qui n'est toutefois pas utilisé dans cette thèse.



Comme mentionné en section 2.1.1, les signatures Zeeman en polarisation circulaire sont trop faibles pour pouvoir être détectées dans une unique raie. Afin de pouvoir les étudier plus en détails, on peut appliquer la déconvolution moindres carrés (LSD; Donati et al. 1997). L'idée de cette méthode est de combiner l'information contenue dans l'ensemble des raies du spectre (en supposant que la signature Zeeman reste identique dans toutes les raies, à un facteur près) pour obtenir un profil moyen ( $I$  et  $V$  généralement) dont le SNR est significativement augmenté. Pour cela, on suppose que le spectre observé est une convolution d'un masque (somme pondérée de fonctions de Dirac) représentant la distribution des raies et d'un profil moyen.

Le masque utilisé doit être adapté à l'étoile observée, aux longueurs d'onde couvertes par le spectre et aux objectifs que l'on souhaite réaliser. Généralement, on détermine la liste de raies à utiliser en fonction des paramètres stellaires (température effective  $T_{\text{eff}}$  et gravité de surface logarithmique  $\log g$ ) en utilisant VALD3<sup>5,6</sup> (Ryabchikova et al., 2015). Si on souhaite étudier le champ magnétique, il est préférable de prendre en compte seulement des raies atomiques dont le facteur de Landé est connu tandis que pour l'étude de la brillance et des VR la connaissance du facteur de Landé n'est pas primordiale et on peut utiliser un maximum de raies atomiques et moléculaires pour augmenter le SNR et la précision des mesures (voir chapitre 3). Toutefois, il faut essayer de ne considérer que des raies suffisamment profondes pour éviter une représentation trop importante de faibles raies (potentiellement mal modélisées) dans le masque (Donati et al., 1997). Le gain mutliplex est généralement de l'ordre de 10, mais dépend, là aussi, du type d'étoile considéré et des longueurs d'onde observées.

## 2.2.2 Idée générale

L'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI; Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006b) consiste en l'inversion de profils LSD Stokes  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$  pour reconstruire la distribution en brillance et la topologie du champ magnétique à grande échelle à la surface de l'étoile à partir d'une série temporelle de spectres offrant un bon échantillonnage de la période de rotation stellaire.

Observer la déformation d'un profil Stokes  $I$  à un moment donné permet d'avoir accès à une carte unidimensionnelle de la surface stellaire et ne nous renseigne que sur la position en longitude des taches responsables de cet effet. En analysant l'information contenue dans l'évolution temporelle des distorsions grâce à la série de spectres collectés, et en supposant que la distribution de taches n'évolue pas, il est possible de reconstruire une carte en deux dimensions de la surface de l'étoile (imagerie Doppler, *e.g.* Vogt & Penrod 1983; Vogt et al. 1987) et d'avoir ainsi accès à la position en latitude de ces mêmes taches. En effet, une tache à basse latitude n'affecte pas de la même façon le centre de la raie qu'une tache située près du pôle lorsqu'elle traverse le disque stellaire (section 1.3.3.1).

ZDI généralise cette technique à l'imagerie du champ magnétique en utilisant cette fois les signatures Zeeman observées en polarisation circulaire (et linéaire quand elles sont disponibles). Comme illustré en Fig. 2.3, en fonction de l'orientation du champ magnétique, la

5. <http://vald.astro.uu.se/>

6. On peut aussi utiliser un masque empirique (*e.g.* Bonfils et al. 2013; Moutou et al. 2020) mais dans ce cas, il faut faire attention à ce que ce masque ne soit pas contaminé par des raies telluriques, notamment dans le domaine IR.



signature Zeeman produite dans les profils Stokes  $V$  évolue différemment lorsque la région magnétique traverse le disque stellaire. Typiquement, un champ purement radial crée un profil Stokes  $V$  qui ne fait qu'évoluer en amplitude atteignant un maximum lorsque la région est face à l'observateur (*i.e.* champ parallèle à la ligne de visée). En revanche, un champ purement azimutal crée une signature Zeeman dont le signe s'inverse après avoir traversé la ligne de visée (à ce moment le champ est perpendiculaire).

ZDI est une technique qui fonctionne principalement pour des étoiles dont le  $v \sin i$ , *i.e.* la vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée ( $i$  étant l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à cette même ligne), est relativement élevé. En particulier, on peut noter que le nombre d'éléments résolus au niveau de l'équateur peut s'exprimer comme :

$$n = \frac{2\pi v \sin i}{W} \quad (2.8)$$

avec  $W$  la largeur intrinsèque du profil Stokes  $I$ .

Grâce aux données fournies par des spectropolarimètres comme ESPaDOnS et NARVAL, ZDI a permis de caractériser la brillance et le champ magnétique de plusieurs étoiles de faible masse et en particulier d'étoiles T Tauri dont le  $v \sin i$  souvent important fait de ces étoiles des cibles privilégiées pour utiliser cette technique (*e.g.* Donati et al. 2014, 2017; Alencar et al. 2018; Yu et al. 2017, 2019; Hill et al. 2017, 2019).

## 2.2.3 Fonctionnement de ZDI

### 2.2.3.1 Description du champ magnétique

Nous allons maintenant détailler plus en profondeur le code utilisé dans cette thèse, initialement développé par Brown et al. (1991) auquel plusieurs modifications ont été apportées (*e.g.* Donati 2001; Donati et al. 2006b). Concrètement, la surface de l'étoile est divisée en un maillage de plusieurs milliers de cellules, chacune associée à une latitude et une longitude. Chaque point de cette grille est initialement dépourvu de toute hétérogénéité de surface et de champ magnétique. Puis, de manière itérative, ZDI ajoute des taches et du champ magnétique dans les différentes cellules jusqu'à ajuster correctement les profils Stokes  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$  observés.

Initialement, ZDI cherchait une valeur du champ magnétique et de la brillance dans chaque cellule, indépendamment les unes des autres. Cette méthode fonctionnait bien pour retrouver l'orientation du champ magnétique mais montrait ses limites pour retrouver des topologies dipolaires (Brown et al., 1991). Ainsi, Donati et al. (2006b) ont apporté une amélioration majeure à ZDI en décrivant le champ magnétique par une combinaison d'harmoniques sphériques, permettant de mieux retrouver les topologies magnétiques de type multipôle de bas degré. Les équations présentées ici sont légèrement différentes de celles mentionnées par Donati et al. (2006b) puisqu'ici les composantes méridienne et azimutale du champ poloïdal sont directement liées à la composante radiale, ce qui permet de reconstruire des topologies magnétiques plus cohérentes.

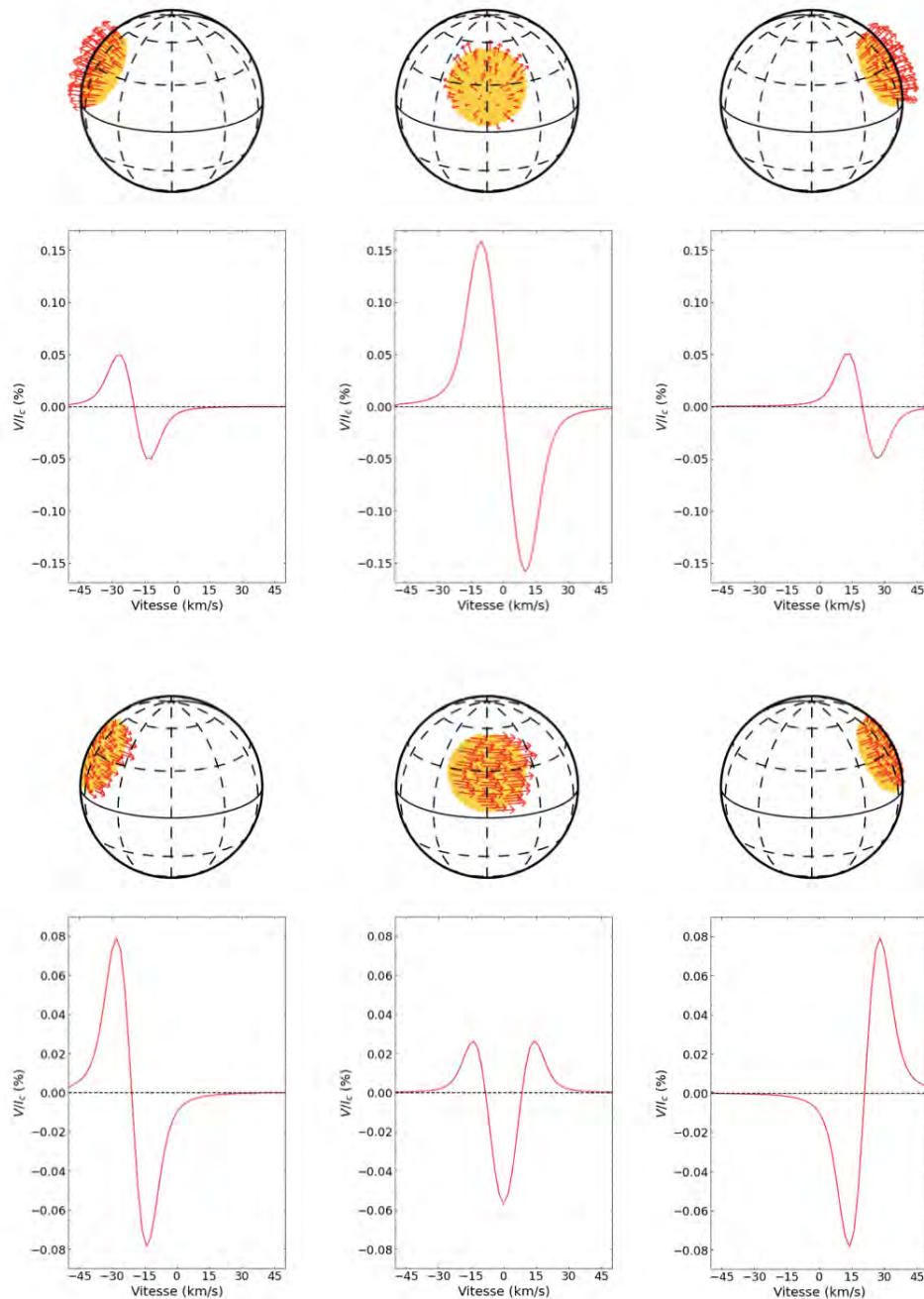


FIGURE 2.3 – Illustration de l’effet d’une tache magnétique (1 kG) sur les profils Stokes  $V$  observés pour une étoile ayant un  $v \sin i = 28 \text{ km s}^{-1}$  et une inclinaison de  $70^\circ$ , pour les phases 0.3, 0.5 et 0.7. On suppose que la raie a été obtenue à une longueur d’onde de 1750 nm. Les flèches représentent l’orientation du vecteur champ magnétique dans la région magnétique. Le profil Stokes  $V$  est représenté en ligne pleine rouge, les pointillés montrant le niveau sans champ magnétique. *Haut* : Effet d’un champ magnétique purement radial. L’amplitude du profil croît pour atteindre un maximum lorsque la tache est alignée avec la ligne de visée (phase 0.5) puis décroît en gardant la même forme. *Bas* : Effet d’un champ magnétique purement azimutal. Dans ce cas, la signature change de signe après que la tache soit passée devant l’observateur.

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) \right\} \\ B_\theta(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) Z_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} X_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \\ B_\phi(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [-(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) X_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} Z_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \end{cases} \quad (2.9)$$

avec

$$\begin{cases} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell,m}(\cos \theta) e^{im\phi} \\ X_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \phi} \\ Z_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \end{cases} \quad (2.10)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  correspondent à la colatitude et la longitude à la surface de l'étoile,  $Y_{\ell,m}(\theta, \phi)$  et  $P_{\ell,m}(\cos \theta)$  sont le mode d'harmonique sphérique et le polynôme de Legendre associé de degré  $\ell$  ( $\leq \ell_{\max}$ ) et d'ordre  $m$ . Les coefficients complexes  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  permettent une description totale du champ, avec notamment  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\beta_{\ell,m}$  représentant le champ poloïdal ( $\beta_{\ell,m}$  agissant comme une contribution additionnelle qui ne peut être produite par  $\alpha_{\ell,m}$ ) et  $\gamma_{\ell,m}$  représentant le champ toroïdal<sup>7</sup>.

Cette description présente l'avantage de reconstruire un champ magnétique plus réaliste (les cellules ne sont plus indépendantes) composé d'une partie poloïdale et d'une partie toroïdale. En particulier, avec cette formulation on peut avoir accès à plusieurs informations comme la répartition de l'énergie magnétique entre ces deux parties, sur le degré d'axisymétrie ou encore sur la contribution des différents modes d'harmoniques sphériques. De plus, avec cette description on s'assure que le champ magnétique vérifie les équations de Maxwell (par construction) ce qui n'était pas le cas dans la formulation originale de [Brown et al. \(1991\)](#).

### 2.2.3.2 Calcul des profils synthétiques

Avec la description précédente du champ magnétique, la version actuelle du code d'imagerie possède  $n_{\text{cell}}$  paramètres pour décrire la brillance relative (une valeur par cellule du maillage) et  $3\ell_{\max}(\ell_{\max} + 2)$  coefficients pour décrire le champ magnétique. Pour chaque cellule, le paramètre de brillance  $Q(\theta, \phi)$  est une valeur relative à la photosphère non tachée. Ainsi, une valeur  $Q(\theta, \phi) < 1$  correspond à la présence d'une tache sombre,  $Q(\theta, \phi) = 1$  représente l'absence de toute hétérogénéité et  $Q(\theta, \phi) > 1$  signifie la présence d'une facule brillante.

Supposons que l'ensemble de ces paramètres est connu, *i.e.* la distribution de taches et le champ magnétique sont déjà définis. On cherche alors à déterminer les profils de Stokes ( $I, V,$

<sup>7</sup>. Voir Annexe B pour plus de détails sur les harmoniques sphériques et la description du champ magnétique.

$Q$  et  $U$ ) pour ces paramètres. Pour cela, on calcule les profils locaux  $I_{\text{loc}}$ ,  $V_{\text{loc}}$ ,  $Q_{\text{loc}}$  et  $U_{\text{loc}}$  pour chaque point du maillage, que l'on regroupe sous la notation  $\mathbf{I}_{\text{loc}} = (I_{\text{loc}}, Q_{\text{loc}}, U_{\text{loc}}, V_{\text{loc}})^{\text{T}}$ . Ces profils locaux vont donc dépendre de la position de la cellule sur l'étoile (colatitude  $\theta$ , longitude  $\phi$ ), du champ magnétique local  $\mathbf{B}(\theta, \phi) = [B_r(\theta, \phi), B_\theta(\theta, \phi), B_\phi(\theta, \phi)]^{\text{T}}$  et de paramètres  $\mathbf{p}$  indépendants de la position  $(\theta, \phi)$ . Les profils globaux sont ensuite obtenus en intégrant l'ensemble des profils locaux, pondérés par une loi d'assombrissement centre-bord  $\Lambda(\mu)$ , où  $\mu$  représente le cosinus de l'angle entre le centre du disque stellaire et le point considéré.

Concrètement, les profils locaux sont calculés en utilisant la solution d'Unno-Rachkovsky au transfert radiatif polarisé dans une atmosphère de Milne-Eddington (*e.g.* Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004; Annexe A) et en utilisant une loi d'assombrissement centre-bord pour le continu seulement<sup>8</sup>, donnée par :

$$\Lambda(\mu) = 1 - \epsilon(1 - \mu) \quad (2.11)$$

avec  $\epsilon$  un coefficient qui dépend des paramètres stellaires ( $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ ) et du domaine de longueur d'onde. Pour les étoiles jeunes étudiées dans cette thèse avec SPIRou, on a choisi un coefficient de 0.3 d'après les tables publiées par Claret & Bloemen (2011). Finalement, le profil global  $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)^{\text{T}}$ , normalisé par rapport au continu non polarisé  $I_c$  s'exprime par :

$$\frac{\mathbf{I}}{I_c} = \frac{\iint_{\theta, \phi} \mathbf{I}_{\text{loc}}[Q(\theta, \phi), \mathbf{B}(\theta, \phi), \mathbf{p}, \lambda + \Delta\lambda(\lambda_0, v \sin i, \theta, \phi)] \Lambda(\mu(\theta, \phi)) \cos \theta d\theta d\phi}{\iint_{\theta, \phi} I_{c, \text{loc}}(Q(\theta, \phi) \Lambda(\mu(\theta, \phi))) \cos \theta d\theta d\phi} \quad (2.12)$$

où  $\lambda_0$  et  $\Delta\lambda$  correspondent à la longueur d'onde de la raie considérée et au décalage Doppler lié à la rotation stellaire au point du maillage considéré.  $I_{c, \text{loc}}$  est le niveau du continu local (non-polarisé) qui dépend de la brillance relative pondérée par la loi d'assombrissement centre-bord à la position considérée.

Comme seuls les paramètres de Stokes  $I$  et  $V$  seront utilisés dans cette thèse, nous ne détaillerons que ces paramètres dans la suite. En particulier, Morin et al. (2008b) ont modifié la solution de Unno-Rachkovsky en introduisant les facteurs de remplissage  $f_I$  et  $f_V$ , représentant la fraction de chaque cellule du maillage couverte par un champ magnétique à petite ou grande échelle, respectivement. Autrement dit, le modèle suppose que chaque cellule du maillage est couverte par une fraction  $f_I$  de régions magnétiques et par une fraction  $f_V \leq f_I$  de régions magnétiques produisant un signal net en polarisation circulaire (*i.e.* une fraction  $f_I - f_V$  ne crée, en moyenne, aucun signal polarisé circulairement). Localement, on a donc :

$$\begin{cases} I_{\text{loc}} &= f_I I_{B \neq 0}(\Delta\lambda_B) + (1 - f_I) I_{B=0} \\ V_{\text{loc}} &= f_V V_{B \neq 0}(\Delta\lambda_B) \\ \Delta\lambda_B &= 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 \bar{g} B / f_V \end{cases} \quad (2.13)$$

où  $I_{B \neq 0}$  et  $V_{B \neq 0}$  désignent les profils de Stokes locaux calculés avec la solution classique de Unno-Rachkovsky tandis que  $I_{B=0}$  correspond au profil Stokes  $I$  en l'absence de champ

---

8. La solution d'Unno-Rachkovsky donne une loi d'assombrissement centre-bord pour les profils et pour le continu, qui ne sont donc pas utilisés dans la version du code actuelle.

magnétique.  $\Delta\lambda_B$  est la séparation Zeeman prenant en compte le facteur de remplissage  $f_V$ . On suppose maintenant que l'intensité du champ magnétique, dans la partie magnétique de la cellule, est donnée par  $B/f_V$ . Par défaut, on supposera  $f_I = f_V = 1$  dans la suite du manuscrit, excepté dans le chapitre 4 où l'influence du facteur de remplissage sera étudiée dans le cadre de la méthode TIMEs. Pour des rotateurs rapides, comme ceux étudiés dans cette thèse ( $v \sin i > 25 \text{ km s}^{-1}$ ), l'élargissement des profils est dominé par la rotation stellaire et les facteurs  $f_I$  et  $f_V$  n'ont alors que peu d'impact sur la forme des profils, justifiant notre approximation  $f_I = f_V = 1$ .

Il faut également noter, qu'en pratique, ZDI n'est sensible qu'au champ à grande échelle (effet d'annulation pour les petites structures de polarités opposées). Toutefois, le champ à petite échelle peut agir sur l'élargissement Zeeman en lumière non-polarisée (*e.g.* les contributions de deux régions de polarités opposées vont s'ajouter pour le spectre non-polarisé, tandis qu'elles s'annulent dans le spectre polarisé circulairement). Le fait que les deux paramètres de Stokes  $I$  et  $V$  ne réagissent pas de la même façon au champ magnétique (petite et grande échelle) justifie alors l'utilisation de deux facteurs de remplissage différents. De plus, les processus de dynamo n'injectent pas forcément la même énergie magnétique aux différentes échelles, ce qui appuie le choix de prendre en compte deux facteurs de remplissage différents  $f_I$  et  $f_V$ <sup>9</sup>.

### 2.2.3.3 Inversion par maximum d'entropie

L'objectif de ZDI est de retrouver la carte de brillance et de champ magnétique à grande échelle à la surface d'une étoile à partir d'une série temporelle de profils LSD Stokes  $I$  et  $V$ . Afin de déterminer l'ensemble des  $n_p = (n_{\text{cell}} + 3\ell_{\text{max}}(\ell_{\text{max}} + 2))$  paramètres, ZDI se base sur un algorithme itératif (introduit par Skilling & Bryan 1984) permettant à chaque itération d'ajuster ces paramètres et de synthétiser les profils Stokes  $I$  et  $V$  associés aux cartes de brillance et de champ magnétique (en suivant la méthode décrite en section 2.2.3.2) jusqu'à ce que ces profils correspondent à ceux observés.

Les mesures n'étant pas parfaites, les profils observés sont tous mesurés avec un certain bruit de mesure. On note  $\mathbf{D}$  le vecteur regroupant l'ensemble des points de données observés et  $\boldsymbol{\sigma}$  le vecteur correspondant aux incertitudes associées. ZDI cherche à trouver l'image  $\tilde{\mathbf{I}}$  (*i.e.* le vecteur contenant les  $n_p$  paramètres) permettant de reproduire  $\mathbf{D}$  au bruit près, ce qui peut s'exprimer par :

$$\mathbf{D} = \mathbf{R}\tilde{\mathbf{I}} + \boldsymbol{\sigma} \quad (2.14)$$

où  $\mathbf{R}$  correspond à la matrice de réponse, un opérateur permettant de transformer le vecteur image en profils LSD, telle que la coordonnée  $R_{kj} = \partial D_k / \partial \tilde{I}_j$ . Cet opérateur étant non linéaire, l'inversion de  $\mathbf{R}$  n'est généralement pas possible. La résolution se fait alors de manière itérative : on part d'une carte dépourvue de champ magnétique et de brillance (*i.e.* un vecteur image nul) puis on compare les spectres associés ( $\mathbf{F} = \mathbf{R}\tilde{\mathbf{I}}$ ) aux données. Le vecteur image  $\tilde{\mathbf{I}}$  est alors modifié de sorte à ce que les spectres résultant à la prochaine itération se rapprochent de  $\mathbf{D}$ . On continue les itérations en modifiant  $\tilde{\mathbf{I}}$  et en comparant les spectres  $\mathbf{F}$  aux données jusqu'à minimiser le  $\chi^2$  entre  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{F}$ , défini par :

9. En comparant le champ magnétique reconstruit avec ZDI ( $B_V$ ) et celui déduit de l'élargissement Zeeman ( $B_I$ ), on estime que le rapport  $B_V/B_I = f_V/f_I$  est en général inférieur à 0.2 (See et al., 2019).

$$\chi^2(\tilde{\mathbf{I}}) = \sum_{j=1}^N \left( \frac{F_j - D_j}{\sigma_j} \right)^2 \quad (2.15)$$

où  $N$  représente le nombre de points observés (*i.e.* nombre de points par profils LSD multiplié par nombre de profils à reconstruire). Lorsque la solution trouvée ajuste les profils observés au bruit près, on a alors  $\chi^2(\tilde{\mathbf{I}}) \simeq N$ . En définissant le  $\chi^2$  réduit par  $\chi_r^2 = \chi^2/N$ , cela revient à obtenir  $\chi_r^2(\tilde{\mathbf{I}}) \simeq 1$ .

Toutefois, le problème n'admet généralement pas qu'une unique solution : il est dit dégénéré. Ceci peut être dû à plusieurs facteurs : *e.g.*, différentes distributions de taches/topologies de champ magnétique qui mènent à des profils identiques, l'échantillonnage de la période de rotation est insuffisant, le bruit de mesure est trop important ou le nombre de paramètres à déterminer est supérieur au nombre de données. Ainsi, il est nécessaire d'ajouter une contrainte supplémentaire pour obtenir une unique solution. Pour ZDI, cette contrainte correspond au principe du maximum d'entropie, consistant à maximiser une quantité définie par l'utilisateur (dépendant du vecteur  $\tilde{\mathbf{I}}$ ) et nommée entropie  $S$ . Typiquement, la définition de  $S$  utilisée dans cette thèse est différente pour les paramètres associés à la brillance et ceux associés au champ magnétique. On distingue :

$$\begin{cases} S_Q(\tilde{\mathbf{I}}) = - \sum_{j=1}^{n_{\text{cell}}} w_{qj} \left[ \tilde{I}_j \left( \ln \left( \frac{\tilde{I}_j}{A} \right) - 1 \right) + A \right] & \text{pour la brillance} \\ S_B(\tilde{\mathbf{I}}) = \sum_{j=1}^{3\ell(\ell+2)} w_{bj} \left[ \sqrt{\tilde{I}_j^2 + 4B^2} - 2B - \tilde{I}_j \ln \left( \frac{\sqrt{\tilde{I}_j^2 + 4B^2} + \tilde{I}_j}{2B} \right) \right] & \text{pour le champ magnétique} \end{cases} \quad (2.16)$$

où  $A$  correspond à la brillance relative des cellules non tachées (*i.e.*  $A = 1$  généralement), et  $B$  correspond à la valeur typique du champ magnétique ( $B = 1000$  G pour nos cas d'étude).  $w_{qj}$  correspond à une pondération égale à la surface projetée de la cellule pour la brillance (Brown et al., 1991).  $w_{bj}$  est une pondération choisie pour favoriser la reconstruction de topologies magnétiques simples (caractérisées par des harmoniques sphériques de bas degré). En particulier,  $w_{bj}$  vaut typiquement  $\ell$  pour les coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  et  $3\ell$  pour les coefficients  $\beta_{\ell,m}$ .

La définition de l'entropie  $S_Q(\tilde{\mathbf{I}})$  permet de s'assurer que les paramètres correspondant à la brillance relative restent positifs (entropie de Shannon) tandis que l'entropie  $S_B(\tilde{\mathbf{I}})$  autorise les valeurs négatives des coefficients décrivant le champ magnétique. L'entropie totale est alors égale à  $S(\tilde{\mathbf{I}}) = S_Q(\tilde{\mathbf{I}}) + S_B(\tilde{\mathbf{I}})$ .

L'imagerie Zeeman-Doppler vise donc à trouver une solution  $\tilde{\mathbf{I}}_f$  correspondant à  $\chi_r^2(\tilde{\mathbf{I}}_f) = \chi_{\text{aim}}^2$  (défini par l'utilisateur et généralement égal à 1) tout en maximisant  $S(\tilde{\mathbf{I}})$ . Cette solution est unique et correspond à l'image contenant le moins d'information (*i.e.* distribution de taches et topologie magnétique les plus simples possibles, compatibles avec les données).

Concrètement, pour parvenir à ce but, ZDI utilise l'algorithme des gradients conjugués présenté par Skilling & Bryan (1984). Cette méthode a l'avantage d'utiliser un espace de recherche des paramètres adapté au problème, en se basant sur les gradients de  $\chi^2$  ( $\nabla\chi^2$ ) et d'entropie ( $\nabla S$ ). A chaque itération, l'ensemble des paramètres du vecteur image est calculé et l'algorithme s'arrête lorsque  $\chi_{\text{aim}}^2$  est atteint et que les deux gradients sont parallèles (*i.e.* que le maximum d'entropie est atteint). Cette dernière condition s'exprime :



$$\frac{1}{2} \left\| \frac{\nabla S}{\|\nabla S\|} - \frac{\nabla \chi^2}{\|\nabla \chi^2\|} \right\|^2 < \epsilon \quad \text{où } \epsilon \ll 1 \quad (2.17)$$

## 2.3 Processus Gaussiens

Nous allons maintenant nous intéresser à un outil mathématique permettant la description de signaux temporels dont les propriétés statistiques sont connues : les processus Gaussiens.

### 2.3.1 Principe général

#### 2.3.1.1 Définition

Un processus Gaussien (GP) est, par définition, un ensemble de variables aléatoires tel que n'importe quel sous-ensemble fini possède une distribution conjointe Gaussienne (Rasmussen & Williams, 2006). Un GP est complètement décrit par une fonction moyenne  $m$  et une fonction de covariance  $k$ . Dans notre cas, on utilisera des GPs pour décrire des évolutions temporelles, ainsi les fonctions  $m$  et  $k$  seront supposées dépendre uniquement du temps  $t$  dans la suite. Si  $f(t)$  est une fonction scalaire représentée par un GP, dont les valeurs  $y_i = f(t_i)$  sont connues pour  $i = 1, \dots, N$ , alors on suppose que l'ensemble de ces valeurs  $\mathbf{y}$  proviennent d'une distribution Gaussienne multidimensionnelle de moyenne  $\mathbf{m}$  et de matrice de covariance  $\mathbf{K}$  telle que :

$$\mathbf{f} \sim \mathcal{N}(\mathbf{m}, \mathbf{K}) \quad (2.18)$$

avec

$$\mathcal{N}(\mathbf{m}, \mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2} |\mathbf{K}|} \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{y} - \mathbf{m})^T \mathbf{K}^{-1}(\mathbf{y} - \mathbf{m})\right) \quad (2.19)$$

où  $|\mathbf{K}|$  désigne le déterminant de la matrice  $\mathbf{K}$ .

#### 2.3.1.2 Régression par processus Gaussiens

Les régressions par processus Gaussiens (GPR) permettent de modéliser des données en utilisant seulement un GP de moyenne  $m$  et de fonction de covariance  $k$ . Cette méthode a l'avantage d'être flexible et ne nécessite pas de connaître une fonction analytique pour décrire les données.

Considérons  $N$  points de mesures  $y_i$  collectés aux temps  $t_i$  et associés à une erreur  $\sigma_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ). En supposant, *a priori*, une forme pour le GP (*i.e.* une fonction moyenne et une fonction de covariance), la distribution de probabilités de la fonction scalaire  $f$  (telle que  $f(t_i) = y_i$ ) est alors conditionnée par les mesures et la fonction de covariance  $k$ .

En pratique, on ramène la moyenne des mesures à zéro. Toutefois, les paramètres  $\boldsymbol{\theta}$  de la fonction de covariance ne sont pas connus en règle générale. On cherche alors les valeurs maximisant la distribution postérieure :

$$p(\boldsymbol{\theta}|\mathbf{y}) \propto \pi(\boldsymbol{\theta}) \mathcal{N}(0, \mathbf{K}(\boldsymbol{\theta}) + \boldsymbol{\Sigma}) \quad (2.20)$$



où  $\mathbf{K}(\boldsymbol{\theta})$  correspond à la matrice de covariance associée à  $k$  et  $\boldsymbol{\Sigma}$  représente la matrice diagonale contenant la variance sur les mesures. Si toutes les mesures ont la même incertitude  $\sigma_n$ ,  $\boldsymbol{\Sigma} = \sigma_n^2 \mathbf{I}$ , où  $\mathbf{I}$  désigne la matrice identité.  $\pi(\boldsymbol{\theta})$  représente la probabilité *a priori* sur les paramètres. Cette probabilité peut prendre différentes formes, mais on privilégie une loi non informative sur un intervalle donné (*i.e.* probabilité uniforme égale à 1 entre deux bornes choisies).  $\mathcal{N}(0, \mathbf{K}(\boldsymbol{\theta}) + \boldsymbol{\Sigma})$  représente, ici, ce que l'on appelle la fonction de vraisemblance. En pratique, on cherche plutôt à maximiser le logarithme de la distribution postérieure, ce que j'ai réalisé à l'aide d'un procédé de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC).

Une fois les valeurs optimales trouvées, à l'issue du MCMC, il est possible d'utiliser la fonction de covariance pour prédire des valeurs  $\mathbf{y}' = \{y'_j\}_{j=1, \dots, M}$  à des temps  $\mathbf{t}' = \{t'_j\}_{j=1, \dots, M}$  qui n'ont pas forcément été observés. En notant  $\mathbf{K}_{\boldsymbol{\theta}^*}$  la matrice de covariance associée aux paramètres optimaux  $\boldsymbol{\theta}^*$  modélisant les données, on a alors :

$$\begin{cases} \mathbf{y}' &= \mathbf{K}(\mathbf{t}, \mathbf{t}') [\mathbf{K}_{\boldsymbol{\theta}^*}(\mathbf{t}, \mathbf{t}) + \boldsymbol{\Sigma}]^{-1} \mathbf{y} \\ \text{cov}(\mathbf{y}') &= \mathbf{K}(\mathbf{t}', \mathbf{t}') - \mathbf{K}(\mathbf{t}, \mathbf{t}') [\mathbf{K}_{\boldsymbol{\theta}^*}(\mathbf{t}, \mathbf{t}) + \boldsymbol{\Sigma}]^{-1} \mathbf{K}(\mathbf{t}, \mathbf{t}')^T \end{cases} \quad (2.21)$$

$\mathbf{K}(\mathbf{t}, \mathbf{t}')$  est la matrice des termes croisés, *i.e.*  $K_{j,i} = k(t'_j, t_i)$ , de taille  $M \times N$ . Les incertitudes  $\sigma'_j$  sur les mesures  $y'_j$  se déduisent de la matrice de covariance obtenue, en prenant la racine carrée des termes sur la diagonale, *i.e.*  $\sigma'_j = \sqrt{\text{cov}(\mathbf{y}')_{j,j}}$ .

Un exemple de régression est illustré en Fig. 2.4. Pour cette figure on a supposé une fonction de covariance exponentielle (voir section 2.3.1.3) dont les paramètres ont été fixés arbitrairement, afin de générer une courbe aléatoire. En échantillonnant cette courbe avec 5 et 15 points puis en utilisant les formules données par l'Eq. (2.21), on peut représenter la prédiction du GP et l'incertitude associée. Plus le nombre de points à partir desquels la GPR est effectuée est important, plus la prédiction se rapproche de la courbe originale, avec des incertitudes se réduisant par la même occasion.

### 2.3.1.3 Fonctions de covariance

Afin que la régression soit la plus réaliste possible, il est nécessaire de choisir une fonction de covariance (ou kernel)  $k$  adaptée au problème considéré. La fonction de covariance contient les propriétés statistiques du signal que l'on souhaite modéliser et traduit la corrélation entre deux points de mesure espacés dans le temps (collectés à  $t$  et  $t'$ ). Plusieurs fonctions de covariance existent dans la littérature mais on ne présente ici que les deux utilisées au cours de cette thèse.

La première fonction de covariance est appelée "exponentielle carrée" et est définie par :

$$k(t, t') = \theta_1^2 \exp\left(-\frac{(t - t')^2}{2\theta_2^2}\right) \quad (2.22)$$

où  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont les hyperparamètres du GP, représentant l'amplitude et le temps de décroissance exponentielle caractéristique. Comme illustré sur le panneau (a) de la Fig. 2.5, la covariance entre deux points est maximale d'amplitude  $\theta_1$  lorsque les points sont très proches dans le temps puis elle décroît de manière exponentielle sur un temps caractéristique  $\theta_2$ . Cette fonction est la plus utilisée de manière générale car elle traduit simplement le fait que deux points observés à des temps rapprochés sont plus susceptibles de dépendre l'un de

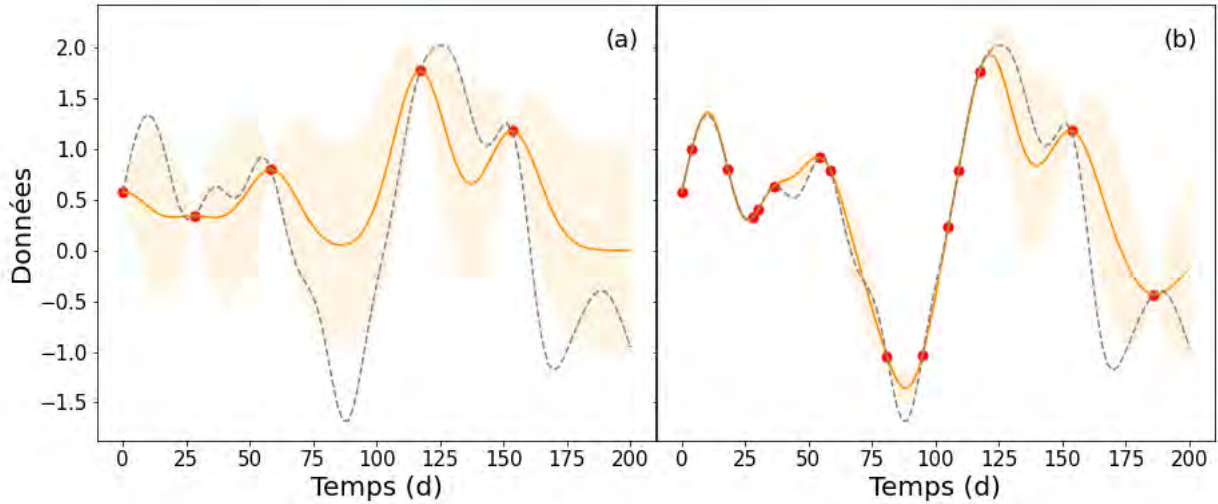


FIGURE 2.4 – Illustration de régressions par processus Gaussiens. Pour les deux panneaux, on montre en tirets gris une fonction générée aléatoirement à partir d'une fonction de covariance exponentielle ( $\theta_1 = 1$ ,  $\theta_2 = 15$  d). La prédiction du GP, en utilisant ces mêmes paramètres, est montrée en trait plein orange avec l'intervalle de confiance à  $1\sigma$  correspondant à la région colorée en orange pâle. Les points rouges correspondent aux 5 (panneau (a)) et 15 (panneau (b)) mesures à partir desquelles la régression est effectuée, en supposant une erreur nulle pour ces points.

l'autre plutôt que des points très espacés dans le temps. On utilisera particulièrement cette fonction dans le chapitre 4 pour décrire l'évolution intrinsèque du champ magnétique.

La seconde fonction de covariance présentée maintenant est appelée "quasi-périodique". Elle combine une fonction exponentielle carrée et une fonction périodique :

$$k(t, t') = \theta_1^2 \exp \left( -\frac{(t - t')^2}{2\theta_2^2} - \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi(t-t')}{\theta_3} \right)}{2\theta_4^2} \right) \quad (2.23)$$

où les hyperparamètres  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\theta_3$  et  $\theta_4$  sont l'amplitude, le temps de décroissance exponentielle<sup>10</sup>, la période de récurrence et le paramètre de lissage, respectivement. Ainsi, comme montré en Fig. 2.5, la covariance décroît lorsque l'écart temporel entre deux points augmente, avec tout de même des pics lorsque  $t - t'$  est un multiple de la période de récurrence  $\theta_3$ . Le paramètre de lissage  $\theta_4$  contrôle les variations à court terme. Par exemple, si  $\theta_4$  est très petit, la covariance entre deux points devient quasi-nulle et les données sont sur-ajustées tandis que si  $\theta_4$  est grand alors la fonction se rapproche d'une fonction exponentielle carrée (voir panneau (b) de la Fig. 2.5).

<sup>10</sup>. Dans le cas de la fonction de covariance quasi-périodique,  $\theta_2$  représente le temps caractéristique sur lequel les mesures s'éloignent d'un signal purement périodique.

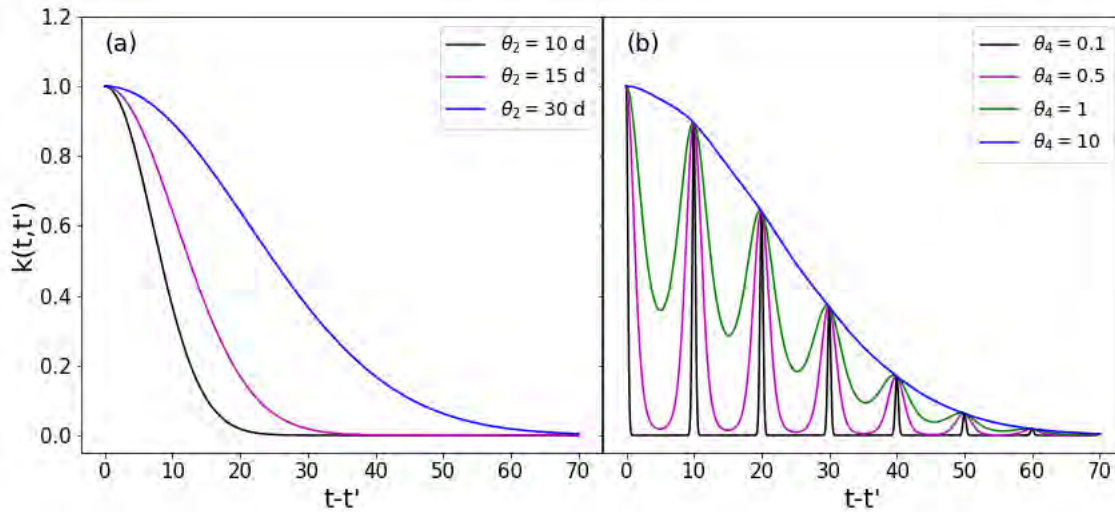


FIGURE 2.5 – Illustration des fonctions de covariance exponentielle carrée (panneau (a)) et quasi-périodique (panneau (b)). *Panneau (a)* : L’amplitude de la fonction de covariance  $\theta_1$  est fixé à 1 tandis que  $\theta_2$  est fixé à 10 (noir), 15 (magenta) et 30 (bleu) jours pour montrer l’effet sur la covariance entre deux points. *Panneau (b)* : L’amplitude  $\theta_1$  est égale à 1 tandis que le temps de décroissance  $\theta_2$  et la période de récurrence  $\theta_3$  sont fixés à 30 et 10 jours, respectivement. On montre les fonctions obtenues lorsque  $\theta_4$  vaut 0.1, 0.5, 1 et 10 en noir, magenta, vert et bleu, respectivement. Pour  $\theta_4 = 10$ , on constate qu’on se rapproche de la fonction exponentielle carrée dont le temps de décroissance est fixé à 30 jours.

## 2.3.2 Modélisation de l’activité

### 2.3.2.1 Activité seule

Les processus Gaussiens sont très utiles pour modéliser l’activité stellaire. En particulier, la fonction de covariance quasi-périodique permet de modéliser les courbes de lumière, les signaux en VR induits par l’étoile (Haywood et al., 2014; Rajpaul et al., 2015) ou encore le champ longitudinal (chapitres 3 et 4). En effet, on s’attend à ce que la photométrie ou la VR induite par une tache se répète à chaque rotation de l’étoile, mais la distribution pouvant évoluer, il est nécessaire de prendre en compte un temps de décroissance exponentielle et non une fonction de covariance purement périodique.

Comme mentionné en section 2.3.1.2, on souhaite déterminer les 4 paramètres de la fonction de covariance (Eq. (2.23)) en maximisant leur distribution postérieure, composée d’une probabilité *a priori*  $\pi$  et d’une fonction de vraisemblance (Eq. (2.20)), à l’aide d’un MCMC. En pratique, on cherche à maximiser le logarithme de cette dernière avec en particulier le logarithme de la fonction de vraisemblance<sup>11</sup> défini comme :

$$\log \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left( N_0 \log 2\pi + \log |\mathbf{K} + \boldsymbol{\Sigma}| + \mathbf{y}^T (\mathbf{K} + \boldsymbol{\Sigma})^{-1} \mathbf{y} \right) \quad (2.24)$$

où  $N_0$  est le nombre de points de mesures.  $\mathbf{K}$  correspond à la matrice de covariance

11. Généralement, la loi de probabilité  $\pi$  est indépendante des paramètres (lois uniformes) et le problème revient donc à maximiser la fonction de vraisemblance sur les intervalles définis par  $\pi$ .

associée à la fonction de covariance quasi-périodique et  $\mathbf{\Sigma}$  est une matrice diagonale dont les termes sont égaux à la variance sur les mesures.  $\mathbf{y}$  représente le vecteur contenant l'ensemble des données mesurées.

Toutefois, comme les incertitudes sur les mesures peuvent être sous-estimées (*e.g.* à cause d'une variabilité intrinsèque due à l'activité stellaire), j'ai décidé de modifier cette formulation en incluant un autre paramètre  $s$  dans le modèle, représentant un excès de bruit non corrélé. Ainsi, la fonction de vraisemblance utilisée dans cette thèse pour modéliser l'activité stellaire est :

$$\log \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left( N_0 \log 2\pi + \log |\mathbf{K} + \mathbf{\Sigma} + \mathbf{S}| + \mathbf{y}^T (\mathbf{K} + \mathbf{\Sigma} + \mathbf{S})^{-1} \mathbf{y} \right) \quad (2.25)$$

où  $\mathbf{S}$  est la matrice diagonale  $s^2 \mathbf{I}$  avec  $\mathbf{I}$  la matrice identité.

### 2.3.2.2 Activité et planète

L'utilisation d'un MCMC offre la possibilité de déterminer conjointement les paramètres décrivant l'activité stellaire (GP de fonction de covariance quasi-périodique) et ceux caractérisant les signaux induits par la présence d'une ou plusieurs planètes en orbite autour de l'étoile considérée (*i.e.* amplitude et phase).

Pour cela, il suffit de modifier les fonctions de vraisemblance précédentes en remplaçant  $\mathbf{y}$  par  $(\mathbf{y} - \mathbf{y}_{pl})$  où  $\mathbf{y}_{pl}$  représente le signal créé par la planète. Ceci revient donc à considérer que le signal de VR observé est centré sur la signature planétaire à laquelle s'ajoute le signal induit par l'étoile elle-même. Typiquement, dans cette thèse on supposera que les planètes sont en orbite circulaire autour de l'étoile, ainsi la VR associée au temps  $t_i$  vaut :

$$y_{pl}(t_i) = K_p \sin\left(\frac{2\pi t_i}{P_{orb}} + \phi_p\right) \quad (2.26)$$

ou de manière équivalente

$$\begin{cases} y_{pl}(t_i) &= A \cos\left(\frac{2\pi t_i}{P_{orb}}\right) + B \sin\left(\frac{2\pi t_i}{P_{orb}}\right) \\ A &= K_p \sin \phi_p \\ B &= K_p \cos \phi_p \end{cases} \quad (2.27)$$

avec  $K_p$  la demi-amplitude du signal donnée par Eq. (1.3),  $\phi_p$  la phase et  $P_{orb}$  la période orbitale de la planète (supposée connue ici).

Les étoiles étudiées dans cette thèse ne sont pas connues pour avoir des planètes en orbite autour d'elles. Cependant, j'utiliserais tout de même ce formalisme dans le cadre de simulations pour déterminer la masse maximale des planètes qui pourraient potentiellement orbiter autour de ces étoiles (Chapitre 3).

# 3 | Étude d'étoiles jeunes : V410 Tau et LkCa 4

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Présentation des cibles</b>	<b>56</b>
3.1.1	V410 Tau	56
3.1.2	LkCa 4	59
<b>3.2</b>	<b>Photométrie</b>	<b>61</b>
3.2.1	Lissage de la courbe de lumière TESS	61
3.2.2	Comparaison des observations photométriques TESS et AZT-11	62
3.2.3	Inclure la photométrie TESS dans ZDI	64
<b>3.3</b>	<b>Tomographie stellaire</b>	<b>65</b>
3.3.1	Reconstruction de la brillance	67
3.3.2	Estimation du taux de couverture réel	68
3.3.3	Champ magnétique	72
<b>3.4</b>	<b>Rotation différentielle</b>	<b>74</b>
<b>3.5</b>	<b>Vitesses radiales</b>	<b>77</b>
3.5.1	Comparaison avec le domaine visible	78
3.5.2	Filtrage de l'activité	78
3.5.3	Estimation de la masse maximale d'une planète détectable avec nos données	80
<b>3.6</b>	<b>Activité chromosphérique</b>	<b>82</b>
3.6.1	Méthode d'analyse	82
3.6.2	Comportement des raies dans les wTTSs	84

---

*L*A technique d'imagerie Zeeman-Doppler a été beaucoup utilisée ces dernières années pour reconstruire le champ magnétique à grande échelle des étoiles T Tauri. La plupart des études concernant les processus d'accrétion/éjection magnétosphérique dans les cTTSs ont pu être réalisées dans le cadre du projet *Magnetic Protostars and Planets* (MaPP). Les wTTSs ont quant à elles pu être étudiées grâce au projet *Magnetic Topologies of Young Stars and the Survival of close-in giant Exoplanets* (MaTYSSE) qui visait à comparer les champs magnétiques des cTTSs et wTTSs mais également à estimer la fréquence de Jupiters chauds autour des étoiles jeunes. Ces deux programmes reposaient sur l'utilisation de spectropolarimètres opérant dans le visible, comme ESPaDOnS monté sur le TCFH. Le présent chapitre

visé donc à élargir les résultats obtenus précédemment en utilisant les données collectées dans l'infrarouge par SPIROU depuis 2019. En particulier, deux wTTSs ont été étudiées lors de cette thèse, à savoir V410 Tau et LkCa 4, et seront présentées en section 3.1. Ensuite, les résultats obtenus en termes de tomographie stellaire et de rotation différentielle sont détaillés dans les sections 3.3 et 3.4. Ce chapitre se termine en s'intéressant à l'activité stellaire et en se focalisant d'une part sur les vitesses radiales (section 3.5) et d'autre part sur des indicateurs d'activité dans l'infrarouge proche (section 3.6). Les résultats concernant V410 Tau présentés dans ce chapitre sont discutés par Finociety et al. (2021) tandis que ceux associés à LkCa 4 seront détaillés dans un article en préparation (Finociety et al., in prep). Les deux articles sont consultables en Annexe C).

## 3.1 Présentation des cibles

Les wTTSs représentent le maillon entre les cTTSs, possédant encore un disque d'accrétion, et les étoiles post TTS/ZAMS qui ont quasiment terminé leur contraction vers la SP. Leur étude est donc primordiale pour pouvoir contraindre les scénarios de formation et d'évolution stellaire et planétaire. On a choisi de s'intéresser à deux jeunes et très actives wTTSs : V410 Tau et LkCa 4, dont les paramètres physiques sont listés en Table 3.1. Ces deux étoiles sont la preuve que les étoiles TTS peuvent dissiper leur disque d'accrétion sur des échelles de temps très courtes, de l'ordre de 1 à 2 Ma, bien que la grande majorité des étoiles âgées de moins de 1 Ma en possède encore un (Williams & Cieza, 2011). Ces étoiles sont donc des cibles d'intérêt pour le SLS, notamment pour le WP3 visant à étudier la topologie magnétique des cTTSs et wTTSs.

### 3.1.1 V410 Tau

V410 Tau est un système ternaire situé dans la constellation du Taureau à une distance de  $129.4 \pm 0.4$  pc<sup>1</sup>, dans la région de formation stellaire C2-L1495 âgée de  $1.34 \pm 0.19$  Ma (Krolikowski et al., 2021). Ghez et al. (1997) ont estimé la magnitude en bandes  $V$  et  $K$  des composantes A, B et C de ce système. Ces observations montrent que la composante A du système est plus brillante que les deux autres (différence de 2.5 et 3 mag entre V410 Tau A et B ainsi qu'entre V410 Tau A et C, respectivement, dans la bande  $K$ ). À partir de ces magnitudes, j'ai pu en déduire (i) la couleur  $V - K$  puis (ii) une estimation de la couleur  $V - I_c$  à l'aide des couleurs théoriques de Pecaut & Mamajek (2013) et finalement (iii) la magnitude en bande  $I_c$  correspondant au filtre de TESS (voir Table 3.2). On estime alors que la différence de magnitude dans la bande TESS entre V410 Tau A et B est d'environ 3 mag, tandis qu'elle est de 5 mag entre V410 Tau A et C. Ces différences nous permettent de supposer que nos données reflètent principalement les propriétés de V410 Tau A, bien plus lumineuse que les deux autres étoiles du système (ce qui est confirmé *a posteriori* par les données TESS, voir section 3.2.1).

À l'aide d'outils de classification spectrale automatique développés pour les données collectées dans le visible, Yu et al. (2019) ont estimé la température effective  $T_{\text{eff}} = 4500 \pm 100$  K et la gravité de surface logarithmique  $\log g = 3.8 \pm 0.2$  de V410 Tau A. Les modèles

1. La distance a été déterminée grâce à Gaia, et plus spécifiquement le "Data Release 3" (DR3) accessible à <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr3>.



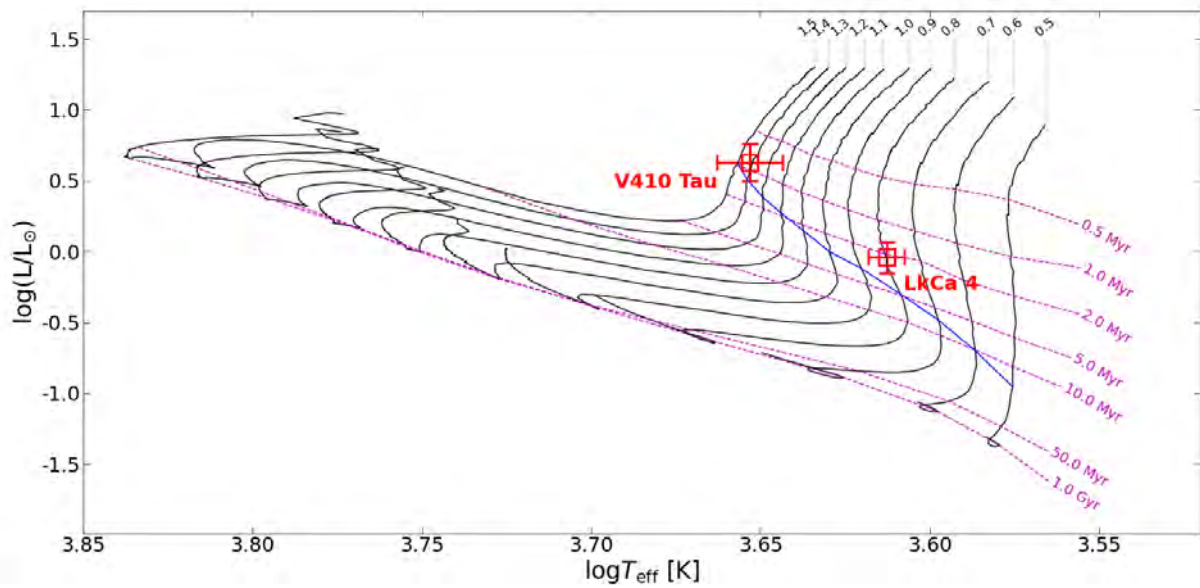
Paramètres	V410 Tau	LkCa 4
$d$ (pc)	$129.4 \pm 0.4$	$129.8 \pm 0.3$
Âge (Ma)	$1.34 \pm 0.19$	$1.34 \pm 0.19$
$T_{\text{eff}}$ (K)	$4500 \pm 100$	$4100 \pm 50$
$\log g$	$3.8 \pm 0.2$	$3.8 \pm 0.1$
$M_*$ ( $M_{\odot}$ )	$1.42 \pm 0.15$	$0.73 \pm 0.05$
$R_*$ ( $R_{\odot}$ )	$3.40 \pm 0.50$	$2.0 \pm 0.2$
$P_{\text{rot}}$ (d)	$1.871970 \pm 0.000010$	$3.372 \pm 0.002$
$i$ ( $^{\circ}$ )	$50 \pm 10$	$70 \pm 10$
$v \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$73.2 \pm 0.5$	$28.0 \pm 0.5$
$A_V$ (mag)	$0.40 \pm 0.10$	$0.68 \pm 0.15$
Magnitude $V$	10.85	12.96
Magnitude $V$ non tachée	$9.76 \pm 0.35$	$11.97 \pm 0.27$
$V - I_c$ (mag)	1.39	2.08

TABLE 3.1 – Paramètres stellaires des deux étoiles étudiées dans cette thèse. La distance  $d$  est déduite de l’archive GAIA DR3 (Gaia Collaboration et al., 2021). L’âge mentionné correspond à celui de la RFS C2-L1495 (Krolikowski et al., 2021). La température effective  $T_{\text{eff}}$ , la gravité de surface logarithmique  $\log g$ , le rayon  $R$ , l’inclinaison  $i$ , la vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée  $v \sin i$  et l’extinction  $A_V$  en bande  $V$  proviennent des études de Yu et al. (2019) et Donati et al. (2014) pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement. La masse  $M$  est déduite des modèles de Siess et al. (2000) et Baraffe et al. (2015) pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement. La période de rotation  $P_{\text{rot}}$  a été déterminée par Stelzer et al. (2003) pour V410 Tau tandis qu’elle a été déduite de la courbe de lumière TESS utilisée dans cette thèse pour LkCa 4 (voir section 3.2.1). La magnitude  $V$  et l’indice de couleur  $V - I_c$  correspondent aux valeurs moyennes observées avec les observations AZT-11 collectées lors de cette thèse. La magnitude  $V$  non tachée a été estimée à partir de la température, du rayon, de la distance et de l’extinction  $A_V$ .

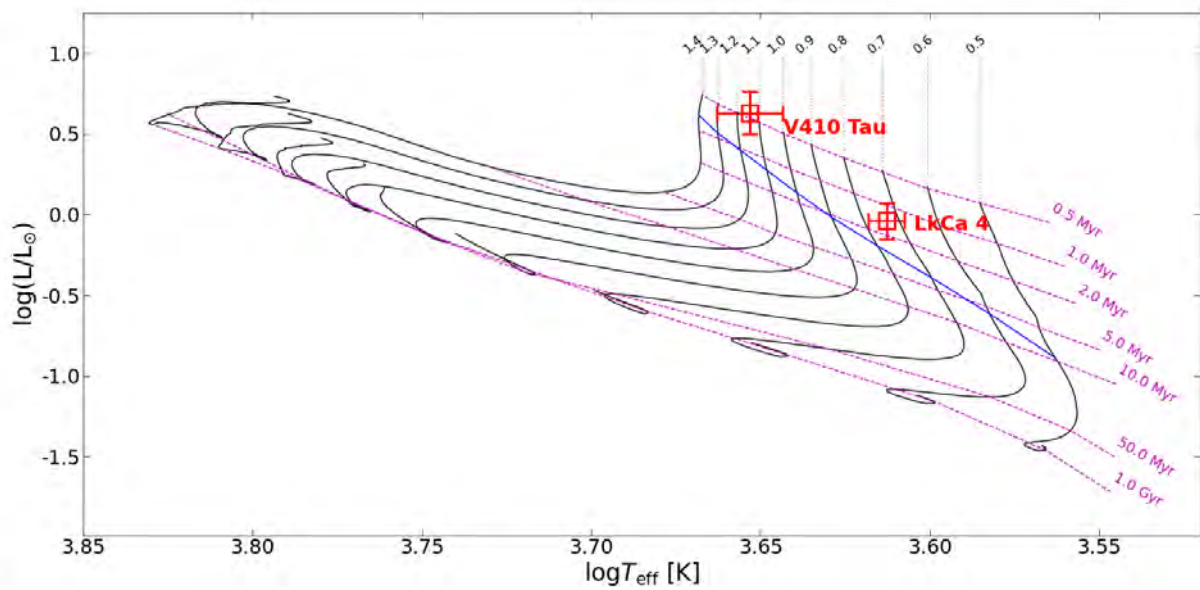
d’évolution stellaire de Siess et al. (2000) prédisent que cette étoile est entièrement convective, qu’elle possède une masse de  $1.42 \pm 0.15 M_{\odot}$ , un rayon de  $3.40 \pm 0.5 R_{\odot}$  (voir Fig. 3.1) et qu’elle serait âgée d’environ 1 Ma (Yu et al., 2019). Toutefois, des modèles plus récents donnent des estimations différentes et suggèrent une étoile moins massive et encore plus jeune ( $< 0.5$  Ma) ce qui n’est pas compatible avec l’âge de la région de formation stellaire estimé à partir des données GAIA (Krolikowski et al., 2021). La distribution spectrale d’énergie de V410 Tau permet de classer V410 Tau comme une T Tauri de classe III, *i.e.* une wTTS qui a dissipé la quasi totalité de son disque d’accrétion malgré son jeune âge (Luhman et al., 2010).

V410 Tau est une étoile très active qui présente de grandes variations photométriques dont l’amplitude peut atteindre  $\sim 0.6$  mag en bande  $V$  (Grankin et al., 2008). De nombreuses observations de V410 Tau ont été collectées avec ESPaDOnS et NARVAL entre 2008 et 2016, permettant un suivi intense et une étude approfondie du champ magnétique et de l’activité de cette étoile à partir de données visibles. En particulier, les reconstructions Doppler montrent que la surface de l’étoile est couverte de taches froides, situées principalement proches de l’équateur et au niveau du pôle (*e.g.* Skelly et al. 2010; Carroll et al. 2012; Yu et al. 2019), mais également de facules chaudes. Toutes ces structures engendrent des variations de vitesses radiales dont l’amplitude peut varier de 4 à  $8.5 \text{ km s}^{-1}$  (Yu et al., 2019). De plus, la topologie magnétique de cette étoile est étonnante puisqu’elle présente une forte composante toroïdale,





(a)



(b)

FIGURE 3.1 – Position de V410 Tau et LkCa 4 (carrés rouges) dans le diagramme de Hertzsprung-Russel. Les courbes noires représentent les modèles de [Siess et al. \(2000\)](#) (métallicité solaire et *overshooting*; panneau haut) et de [Baraffe et al. \(2015\)](#) (panneau bas) pour différentes masses tandis que les courbes en magenta correspondent aux isochrones. La ligne bleue indique le seuil à partir duquel l'étoile commence à développer un cœur radiatif (l'étoile est complètement convective au-dessus de cette courbe).

	$V$ (mag)	$K$ (mag)	$V - K$ (mag)	$V - I_c$ (mag)	$I_c$ (mag)
A	10.8	7.6	3.2	1.3	9.5
B	13.7	10.0	3.7	1.3	12.4
C	17.8	10.7	7.1	3.3	14.5

TABLE 3.2 – Magnitudes et couleurs pour V410 Tau dans différentes bandes photométriques. Les deux premières colonnes montrent les magnitudes moyennes mesurées par [Ghez et al. \(1997\)](#) dans les bandes  $V$  et  $K$  pour les 3 composantes du système V410 Tau tandis que la troisième colonne donne la couleur  $V - K$  déduite de ces mesures. La quatrième colonne indique la couleur estimée  $V - I_c$  associée à ces observations d’après [Pecaut & Mamajek \(2013\)](#). Enfin la dernière colonne montre notre estimation des magnitudes dans la bande  $I_c$  à partir des mesures de [Ghez et al. \(1997\)](#) et des couleurs théoriques de [Pecaut & Mamajek \(2013\)](#).

bien que l’étoile soit entièrement convective, alors qu’on s’attendrait à ce que cette topologie soit majoritairement poloïdale pour ce type d’étoile (*e.g.* [Morin et al. 2010](#); [Gregory et al. 2012](#)). Notons aussi que l’intensité de cette composante toroïdale semble diminuer depuis 2008 ([Yu et al., 2019](#)).

Puisque V410 Tau a fait l’objet de nombreuses études dans le passé, j’ai choisi de m’y intéresser également mais cette fois en utilisant des données principalement collectées dans le domaine de l’IR proche. Vingt séquences polarimétriques ont été collectées avec SPIRou entre le 31 Octobre et le 13 Décembre 2019, dont deux n’ont pas pu être utilisées en raison d’un faible SNR. Notre étude bénéficie également de données collectées par le télescope spatial TESS durant la même période, entre le 28 Novembre et le 23 Décembre 2019 (secteur 19). Enfin, 40 observations photométriques obtenues depuis le sol grâce au télescope AZT-11 situé à l’observatoire astrophysique de Crimée (CrAO) entre le 2 Septembre et le 18 Décembre 2019 ont également été utilisées.

Pour chacune des 18 observations spectropolarimétriques obtenues avec SPIRou, j’ai appliqué la technique LSD avec 3 masques différents, calculés à partir de la base de données VALD3 ([Ryabchikova et al., 2015](#)). Le premier masque (noté M1 dans la suite) contient des raies atomiques et moléculaires, permettant l’étude de la brillance et des vitesses radiales. Le second masque (M2) n’utilise que des raies atomiques modérées à fortes (profondeur relative au continuum supérieure à 10%) dont le facteur de Landé est connu afin d’étudier la topologie magnétique. Enfin, le dernier masque (M3) ne contient que des raies moléculaires dont la profondeur relative au continuum non-polarisé excède 5% en vue de comparer des résultats au niveau de la brillance. Il faut noter que le masque M1 correspond à la combinaison des masques M2 et M3.

### 3.1.2 LkCa 4

LkCa 4 est une autre wTTS complètement convective située dans la constellation du Taureau, qui ne possède pas de compagnon stellaire contrairement à V410 Tau ([White & Ghez, 2001](#); [Kraus et al., 2011](#)). Les données GAIA (DR3) indiquent que cette étoile se situe à  $129.8 \pm 0.3$  pc, soit à la même distance que V410 Tau et dans la même région de formation stellaire C2-L1495. De la même manière que pour l’étoile précédente, la température effective et la gravité de surface logarithmique ont été estimées à  $4100 \pm 50$  K et  $3.8 \pm 0.1$ ,

respectivement, à l'aide des mêmes outils de classification spectrale (Donati et al., 2014). À partir de la position de cette étoile dans le diagramme HR (Fig. 3.1) et des modèles de Siess et al. (2000), on estime que cette étoile est moins massive que V410 Tau, avec une masse et un rayon égaux à  $0.79 \pm 0.05 M_{\odot}$  et  $2.0 \pm 0.2 R_{\odot}$ , respectivement, et qu'elle est âgée d'environ 2 Ma (Donati et al., 2014). Contrairement à V410 Tau, les modèles stellaires plus récents de Baraffe et al. (2015) donnent des résultats compatibles avec ces estimations, avec notamment une masse de  $0.73 \pm 0.05 M_{\odot}$  et un âge de  $\sim 1.3$  Ma (cohérent avec l'âge de la région de formation stellaire C2-L1495; Krolkowski et al. 2021).

De précédentes études, réalisées à partir de données obtenues dans le visible, montrent que LkCa 4 est également une wTTS très active. À partir de l'estimation du rayon et de la température effective de cette étoile, ainsi que de sa distance et de l'extinction estimée ( $A_V = 0.68$ ; Donati et al. 2014), on déduit une magnitude non-tachée en bande  $V$  de 11.97, soit significativement plus faible que celle observée en moyenne (12.624; Grankin et al. 2008). Cela nous indique déjà que la surface de LkCa 4 est très tachée, ce qui est confirmé par les variations photométriques de sa courbe de lumière pouvant atteindre jusque  $\sim 0.8$  mag (Grankin et al., 2008). La reconstruction ZDI effectuée à partir de données ESPaDOnS confirme cela et révèle principalement la présence d'une tache polaire (comme pour V410 Tau) et de facules chaudes qui engendrent des fluctuations vélocimétriques de plus de  $4 \text{ km s}^{-1}$  (Donati et al., 2014). ZDI n'étant sensible qu'aux grosses structures à la surface de l'étoile, une partie des taches réelles n'est pas reconstruite, on estime qu'environ 80% de la surface pourraient être recouverts de taches froides (Gully-Santiago et al., 2017). Les similitudes avec V410 Tau ne s'arrêtent pas là, car ces deux étoiles ont également un point commun au niveau de leur topologie magnétique. En effet, le champ magnétique à grande échelle de LkCa 4 possède lui aussi une forte composante toroïdale se traduisant par un champ azimuthal près de l'équateur atteignant  $\sim 1 \text{ kG}$  (Donati et al., 2014). Tous ces éléments montrent que ces deux wTTSs représentent des objets d'intérêt pour l'étude de la dynamo des TTS et de leur activité stellaire, pour la compréhension de l'origine d'un champ toroïdal dans des étoiles complètement convectives mais également pour contraindre les scénarios de dissipation du disque d'accrétion à des stades aussi précoces de l'évolution stellaire.

Comme pour V410 Tau, notre étude de LkCa 4 bénéficie d'observations conjointes collectées par SPIRou, TESS et le télescope AZT-11 installé au CrAO. Quarante et une séquences spectropolarimétriques ont été obtenues avec SPIRou entre le 14 Octobre 2021 et le 30 Janvier 2022. TESS a observé l'étoile pendant la surveillance des secteurs 43 (16 Septembre – 12 Octobre 2021) et 44 (12 Octobre – 06 Novembre 2021) tandis que les mesures photométriques dans les bandes  $V$ ,  $R_c$  et  $I_c$  obtenues avec le télescope AZT-11 couvrent la période allant du 10 Octobre 2021 au 27 Janvier 2022. Afin de pouvoir effectuer une reconstruction ZDI, j'ai appliqué la méthode LSD aux spectres SPIRou avec un masque contenant seulement des raies atomiques modérées à fortes (profondeur supérieure à 3% par rapport au continuum), dont le facteur de Landé est connu, car les raies moléculaires (entre 1500 et 1800 nm principalement) sont contaminées par la réflexion de la lumière solaire par la Lune, pour une raison encore mal comprise.

## 3.2 Photométrie

### 3.2.1 Lissage de la courbe de lumière TESS

Les courbes de lumière collectées par TESS ont pu être téléchargées au travers du portail *Mikulski Archive for Space Telescopes*<sup>2</sup> (MAST).

On utilise les données *Presearch Data Conditioning Single Aperture Photometry* (PDC-SAP) qui ont l'avantage d'avoir été corrigées des variations instrumentales ainsi que de la contamination d'étoiles dans le voisinage de la cible (Smith et al., 2012; Stumpe et al., 2012, 2014). La surveillance d'un secteur TESS se compose de deux orbites du télescope avec une interruption des instruments à la fin de la première orbite pour télécharger les données vers la Terre. On note que dans le cas de V410 Tau, à la fin de la première orbite du télescope, la Terre reflète de la lumière qui contamine la courbe de lumière de l'étoile, et j'ai donc décidé de rejeter les 1.3 jours précédents l'interruption des instruments. Dans le cas de LkCa 4, on constate un décalage vertical du flux moyen (environ 500 e<sup>-</sup>/s) entre les secteurs 43 et 44 (BJD  $\simeq$  2459500 ; Fig. 3.2) probablement dû à des effets instrumentaux. Toutefois, seules les observations contemporaines aux observations SPIRou (*i.e.* secteur 44) seront utilisées lors de l'analyse tomographique (section 3.3).

TESS étant très sensible aux changements de flux causés par les éruptions stellaires, il est nécessaire de filtrer ces événements de la courbe de lumière PDCSAP pour avoir une représentation plus lisse de celle-ci, notamment en vue d'inclure ces données dans le processus d'imagerie qui n'est pas en mesure de représenter les épisodes éruptifs. Dans le cas de V410 Tau, ce filtrage permet également de réduire la contamination potentielle de l'activité stellaire des compagnons V410 Tau B et C.

Pour les deux étoiles étudiées, j'ai appliqué le même procédé, basé sur une approche de *sigma-clipping*, pour filtrer leur courbe de lumière. En pratique, on utilise un GP de kernel quasi-périodique dont le temps de décroissance exponentielle est fixé à 300 jours pour modéliser les données observées en évitant d'ajuster des variations rapides de flux dues à des petites structures évoluant à la surface de l'étoile<sup>3</sup>. À partir de la régression obtenue, on calcule les résidus sur l'ensemble des points de données observés et on rejette jusqu'à 1% de ces points, pour lesquels la valeur absolue du résidu est supérieure à 3 fois la dispersion des résidus  $\sigma$ . On recommence ensuite ces deux étapes (modélisation par GPR et rejet de certains points) avec les points de données non-rejetés jusqu'à ce que l'ensemble des résidus reste en dessous du seuil de  $3\sigma$ .

Une fois le processus itératif de *sigma-clipping* effectué, la courbe de lumière filtrée obtenue (Fig. 3.2) nous renseigne sur la période de rotation de l'étoile ainsi que sur la durée de vie typique des principales taches à la surface des étoiles. Pour cela, j'ai effectué une GPR sur la courbe de lumière filtrée en laissant cette fois l'ensemble des paramètres libres. En utilisant la définition du kernel quasi-périodique donnée en Eq. (2.23), on trouve un temps de vie typique des taches responsables de la modulation photométrique similaire pour les 2 étoiles, à savoir  $115 \pm 20$  d et  $150 \pm 37$  d pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement<sup>4</sup>. En d'autres

2. Accessible via <https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>.

3. On utilise seulement  $\sim 300$  points pour gagner du temps de calcul lors de l'échantillonnage des distributions postérieures des paramètres avec un MCMC.

4. Ces valeurs, 3 à 5 fois plus grandes que les périodes d'observation TESS, fournissent une première estimation permettant d'affirmer que l'évolution de la surface de ces étoiles est lente. Toutefois, collecter des

termes, la distribution des taches à la surface de ces deux wTTSs n'évolue pas significativement sur la durée de nos observations SPIRou et TESS. On trouve  $P_{\text{rot}} = 1.873 \pm 0.001$  d pour V410 Tau tandis que pour  $P_{\text{rot}} = 3.372 \pm 0.002$  d pour LkCa 4. Les courbes de lumière TESS fournissent donc des périodes de rotation stellaire compatibles avec les anciennes estimations (Stelzer et al. 2003, V410 Tau; Grankin et al. 2008, LkCa 4). De plus, aucun signal périodique autre que celui relatif à V410 Tau A n'est détecté dans la courbe de lumière de V410 Tau, indiquant que les variations temporelles observées sont bien liées à l'étoile la plus brillante du système.

### 3.2.2 Comparaison des observations photométriques TESS et AZT-11

En plus des données TESS, des observations photométriques  $VR_cI_c$  ont été collectées à l'aide du télescope AZT-11 de 11m situé au CrAO.

Pour V410 Tau, on estime une magnitude moyenne en bande  $V$  de 10.85 mag, ce qui est cohérent avec les études précédentes (Ghez et al., 1997; Grankin et al., 2008). LkCa 4 est moins brillante puisque la magnitude moyenne en bande  $V$  observée entre Octobre 2021 et Janvier 2022 est de 12.96 mag, *i.e.* légèrement plus grande que la magnitude moyenne mesurée entre 1992 et 2004 (12.624; Grankin et al. 2008).

Afin d'estimer une barre d'erreur empirique sur ces mesures, j'ai ajusté un signal périodique, composé d'un sinus et des deux premiers harmoniques, sur les magnitudes  $V$ ,  $R_c$  et  $I_c$  puis j'ai fixé une barre d'erreur constante pour chaque bande photométrique permettant d'assurer  $\chi_r^2 = 1$  entre le modèle et les mesures. J'en ai également déduit les variations de couleurs  $V - R_c$  et  $V - I_c$  en calculant la différence des modèles associés à chaque bande considérée.

À partir de ces modèles, j'ai pu déduire l'amplitude photométrique des deux étoiles dans les différentes bandes. On constate que la courbe de lumière de V410 Tau présente une amplitude environ 2 fois plus faible que celle de LkCa 4. De manière générale, on voit aussi que l'amplitude diminue entre les bandes  $V$  et  $I_c$  (d'un facteur 1.2–1.4), ce qui est attendu puisque le contraste entre les taches et la photosphère calme diminue avec la longueur d'onde.

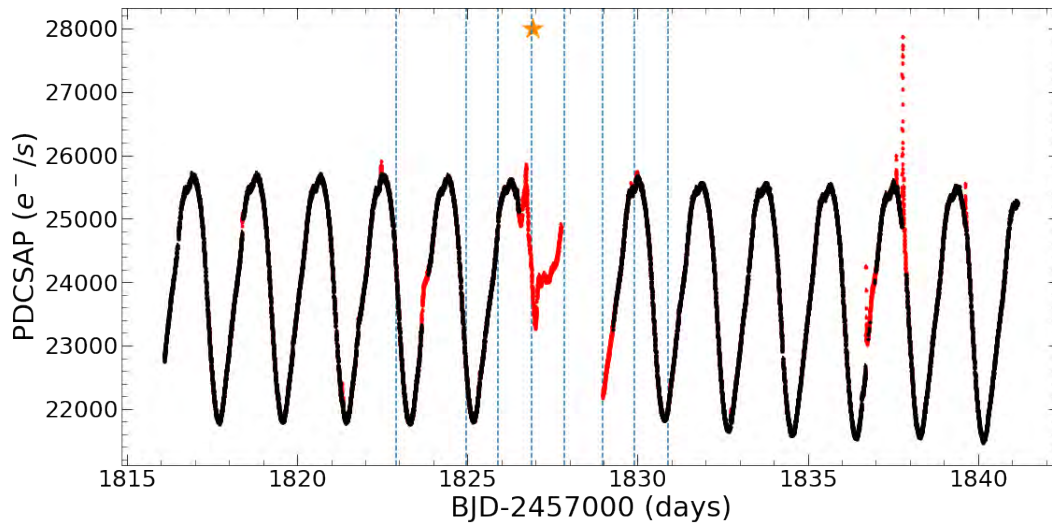
Ces mesures photométriques sont aussi l'occasion de comparer les magnitudes observées par TESS et par le télescope AZT-11 dans la bande  $I_c$ . La courbe de lumière TESS est donnée en électrons par seconde. J'ai converti cette unité en magnitude en utilisant le fait qu'une étoile de magnitude 10 (dans la bande TESS) correspond à un flux de 15000  $e^-/s$  d'après la documentation technique de TESS<sup>5</sup>. On vérifie alors que les variations (forme et amplitude) de la courbe de lumière sont similaires entre la photométrie AZT-11 et TESS puisque le filtre de ce dernier est centré sur  $I_c$  (mais plus large, allant de 600 à 1000 nm). On indique en Table 3.3 les amplitudes mesurées dans les différentes bandes et les erreurs associées calculées à partir des incertitudes empiriques.

---

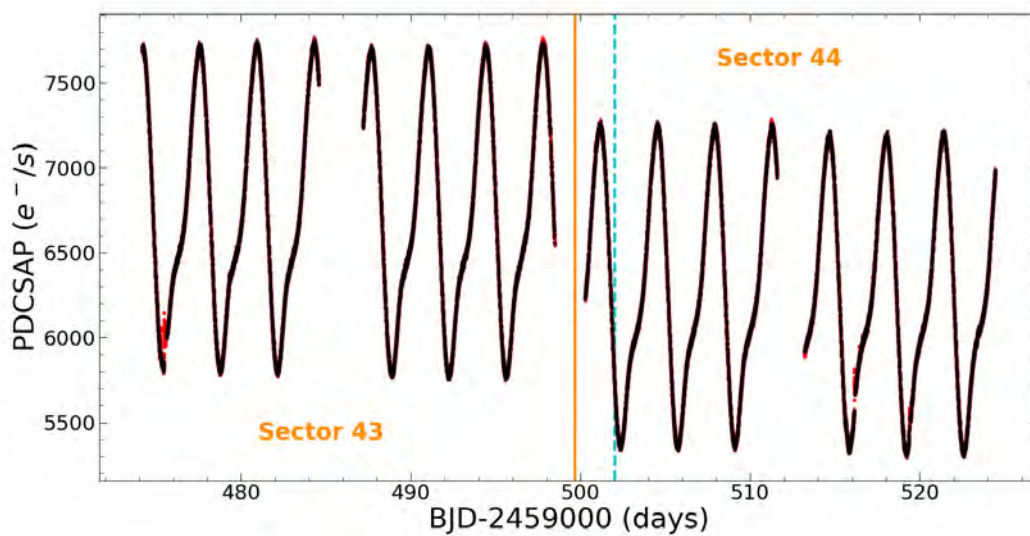
observations sur une plus longue durée permettrait d'affiner ces estimations.

5. Accessible via <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/observing-technical.html>.





(a) V410 Tau



(b) LkCa 4

FIGURE 3.2 – Courbes de lumière obtenues par le télescope spatial TESS pour V410 Tau (panneau (a)) et LkCa 4 (panneau (b)). Dans les deux cas, les points rouges ont été rejetés de notre étude car ils ont été filtrés par le processus de *sigma-clipping* décrit dans le texte, ou ils ont été identifiés comme problématiques par la réduction de données TESS ou encore parce qu'ils ont été contaminés par la diffusion de la lumière par la Terre. *Panneau (a)* : Les lignes verticales bleues montrent les observations SPIRou collectées en même temps que la surveillance du secteur 19. L'étoile orange marque une observation contaminée par un épisode éruptif. *Panneau (b)* : La ligne verticale orange (BJD  $\simeq 2459500$ ) correspond à la limite entre les secteurs 43 et 44 tandis que la ligne de couleur cyan en pointillés marque le début des observations SPIRou (et AZT-11).

	$V$ (mag)	$R_c$ (mag)	$I_c$ (mag)	TESS (mag)
V410 Tau	$0.231 \pm 0.012$	$0.212 \pm 0.008$	$0.174 \pm 0.008$	$0.1766 \pm 0.0009$
LkCa 4	$0.464 \pm 0.020$	$0.447 \pm 0.011$	$0.323 \pm 0.008$	$0.3207 \pm 0.0006$

TABLE 3.3 – Amplitude de la courbe de lumière mesurée dans les bandes  $V$ ,  $R_c$ ,  $I_c$  avec le télescope AZT-11 et avec le filtre TESS pour V410 Tau et LkCa 4. Les barres d’erreur dans les bandes  $V$ ,  $R_c$ ,  $I_c$  ont été estimées à partir des incertitudes empiriques déduites des modèles ajustant les mesures.

### 3.2.3 Inclure la photométrie TESS dans ZDI

Au cours de ma thèse de doctorat, j’ai eu l’occasion d’inclure pour la première fois des données photométriques à haute précision, collectées avec TESS, dans le processus de ZDI. Ainsi, j’ai apporté une légère modification au code d’imagerie pour lui permettre d’ajuster les données photométriques à chaque itération lors de la reconstruction de la brillance.

Les données spectropolarimétriques obtenues avec SPIRou (*i.e.* Stokes  $I$  ici) reflètent la distribution en brillance dans la bande  $H$  alors que TESS n’est sensible qu’à la bande  $I_c$ . Par défaut, ZDI va modifier les brillances relatives  $C_q$  dans chaque cellule du maillage pour ajuster les profils LSD Stokes  $I$ , *i.e.* les  $C_q$  reconstruits correspondent à la brillance relative de la cellule dans la bande  $H$ . Afin de pouvoir ajuster la photométrie dans la bande  $I_c$  convenablement, il est donc nécessaire de prendre en compte la différence de longueur d’onde entre SPIRou et TESS en reliant les brillances relatives  $C_q$  reconstruites à celles attendues dans la bande  $I_c$ .

Pour cela, j’ai utilisé la loi de Planck, à partir de laquelle j’ai calculé la brillance relative attendue dans chaque bande pour une température effective donnée et différentes températures de taches. J’ai alors obtenu la relation représentant l’évolution de la brillance relative dans la bande  $I_c$  en fonction de celle dans la bande  $H$  (Fig. 3.3). Le même travail a été réalisé en utilisant des modèles de Kurucz, mais cela ne change pas significativement la relation obtenue entre les brillances relatives dans les deux bandes, c’est pourquoi j’ai choisi d’implémenter le modèle le plus simple dans ZDI.

Ainsi, à chaque itération du processus d’imagerie, ZDI peut calculer la brillance relative dans la bande  $H$  pour chaque cellule du maillage (permettant d’ajuster les profils LSD Stokes  $I$  obtenus avec SPIRou) et le convertir dans la bande  $I_c$  en utilisant la relation obtenue avec la loi de Planck (pour ajuster la courbe de lumière observée par TESS).

Pour pouvoir gagner du temps de calcul, mais également pour équilibrer le poids de la photométrie et de la spectroscopie au cours du processus, je n’ai pas inclus tous les points de la courbe de lumière TESS filtrée lors de l’utilisation de ZDI. J’ai plutôt calculé des temps moyens et des photométries relatives moyennes tous les 10–15 points. La photométrie relative est quant à elle déterminée par rapport à la moyenne de la courbe de lumière sur la période d’observation. Il faut noter que je n’ai considéré que les données photométriques collectées pendant la même période que les observations SPIRou pour cette étape. Pour V410 Tau, cela revient à n’utiliser que les données TESS obtenues avant la fin des observations SPIRou (12 Décembre 2019) tandis que pour LkCa 4, je n’ai utilisé que les données associées au secteur 44.



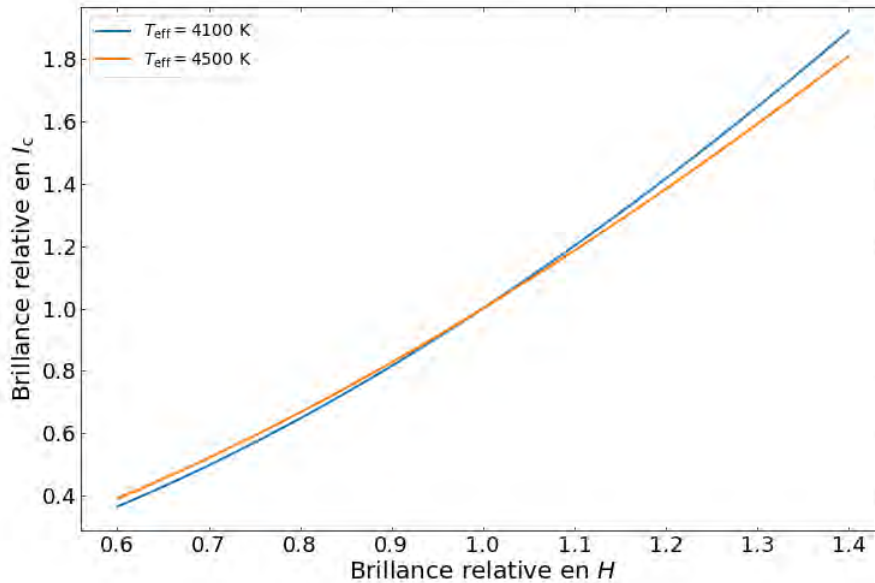


FIGURE 3.3 – Brillance relative attendue dans la bande  $I_c$ , correspondant aux données TESS, en fonction de la brillance relative observée dans la bande  $H$  par SPIRou. Les relations montrées sont déterminées pour une température photosphérique fixe de 4100 K, correspondant à LkCa 4 (bleue) et de 4500 K pour V410 Tau (orange).

### 3.3 Tomographie stellaire

Je présente ici les résultats obtenus en utilisant ZDI sur les données SPIRou seules, dans un premier temps, puis en incluant la photométrie TESS dans le processus d'imagerie, dans un second temps. De plus, on suppose que l'étoile est en rotation solide pour cette partie.

On phase les données sur la rotation stellaire en utilisant les éphémérides suivants :

$$\begin{cases} \text{BJD (d)} = 2454832.58033 + 1.871970 c & \text{pour V410 Tau} \\ \text{BJD (d)} = 2459502.02 + 3.372 c & \text{pour LkCa 4} \end{cases} \quad (3.1)$$

où  $c$  désigne le cycle de rotation. Pour V410 Tau, j'ai choisi d'utiliser la même date initiale que Skelly et al. (2010) et Yu et al. (2019) avec la période très bien contrainte par Stelzer et al. (2003). Pour LkCa 4, la date initiale correspond à celle de la première observation de cette étoile réalisée avec SPIRou et la période utilisée est celle obtenue à partir de la courbe de lumière de TESS.

En plus de la modification du code détaillée en section 3.2.3 pour ajuster la courbe de lumière TESS avec ZDI, j'ai apporté une autre modification spécifique à l'étude de LkCa 4. En effet, la largeur équivalente des profils Stokes  $I$  de cette étoile varie d'environ 20% entre le moment où une tache sombre passe devant l'observateur et celui où il s'agit d'une facule brillante (Fig. 3.4). En particulier, on note que la largeur équivalente suit les mêmes tendances que la luminosité puisqu'elles sont toutes les deux minimales aux alentours de la phase 0.1 (tache sombre) et maximales vers la phase 0.75 (facule brillante). Ce phénomène traduit

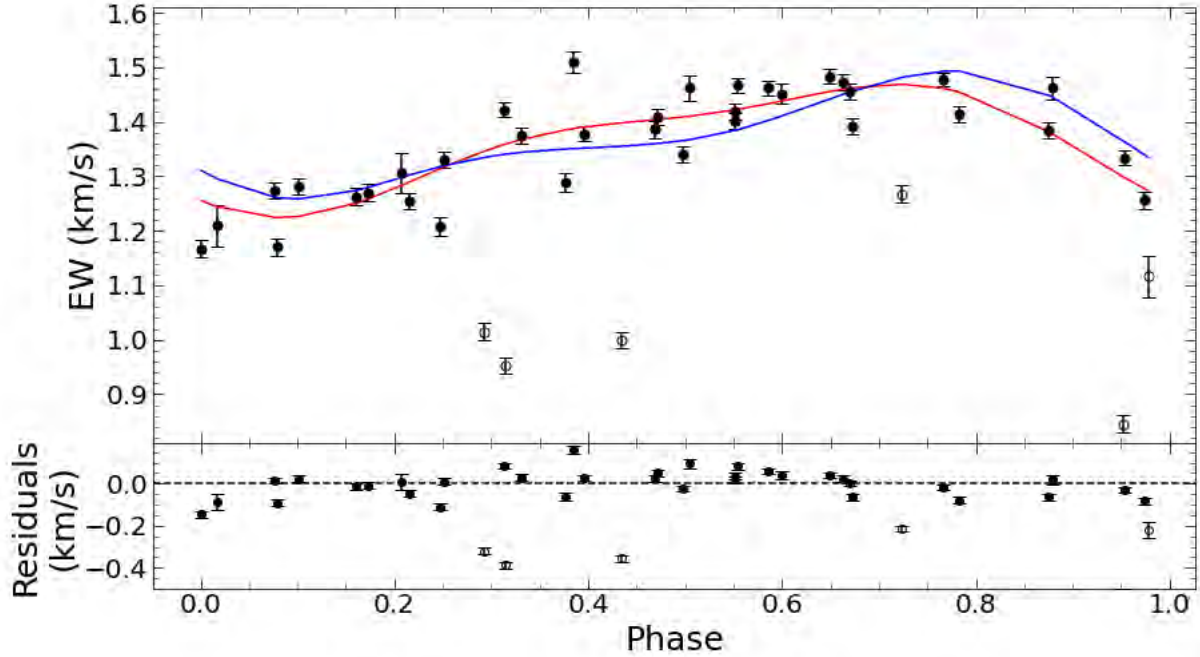


FIGURE 3.4 – Variation de la largeur équivalente des profils LSD Stokes  $I$  relatifs à LkCa 4 en fonction de la phase de rotation. *Haut* : Les mesures sont montrées en noir avec leurs barres d'erreur. L'ajustement obtenu avec ZDI est représenté par un trait plein bleu tandis que la courbe rouge correspond à un signal périodique (incluant le fondamental et un harmonique) ajusté sur les données (en excluant les mesures associées aux cercles vides, affectées par de mauvaises conditions d'observation). Les deux modèles montrent une amplitude de  $\sim 0.25 \text{ km s}^{-1}$ , correspondant à une variation pic-à-pic de 20%. *Bas* : Résidus entre les valeurs mesurées et le modèle ZDI dont la dispersion est égale à  $0.06 \text{ km s}^{-1}$  (sans prendre en compte les cercles vides).

le fait que la profondeur des raies spectrales est significativement affectée par la température des structures à la surface de l'étoile. Afin de prendre en compte cela, j'ai imposé que la profondeur du profil local dans le modèle ZDI varie comme une puissance  $\delta$  de la brillance relative locale  $C_q$ . J'ai cherché empiriquement la valeur de ce paramètre afin que l'amplitude des variations de largeurs équivalentes reconstruites par ZDI soit compatible avec celle observée. On estime alors  $\delta = 1.0 \pm 0.1$ , cette valeur permettant également d'obtenir une amplitude de la courbe de lumière prédite compatible avec les observations obtenues avec TESS et le télescope AZT-11.

Dans le cadre de la reconstruction du champ magnétique de V410 Tau avec ZDI, on autorise les modes d'harmoniques sphériques dont le degré est inférieur ou égal à  $\ell = 15$ . De plus, on suppose les paramètres stellaires suivants :  $i = 50^\circ$  et  $v \sin i = 73.2 \text{ km s}^{-1}$  comme Yu et al. (2019). On estime la VR globale de l'étoile à partir de l'imagerie, égale à  $17.4 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$  avec M1,  $18.1 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$  en utilisant M2 et  $16.0 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  en considérant M3. On suspecte que ces différences proviennent d'imprécisions concernant les longueurs d'ondes associées aux raies moléculaires, généralement connues de manière moins précise que pour les raies atomiques. Une autre hypothèse envisageable est que les raies

moléculaires subissent un décalage vers le bleu systématique par rapport aux raies atomiques, ce qui indiquerait que la suppression du CB par le champ magnétique n'affecte pas toutes les raies de la même façon, pour une raison qu'il reste à identifier.

Pour l'étude de LkCa 4, on suppose  $i = 70^\circ$  et  $v \sin i = 28 \text{ km s}^{-1}$  comme [Donati et al. \(2014\)](#). Le  $v \sin i$  étant plus faible que celui de V410 Tau, on autorise cette fois seulement les modes d'harmoniques sphériques de degré inférieur ou égal à  $\ell = 10$  pour la reconstruction du champ magnétique. ZDI nous permet également de déterminer la VR de l'étoile égale à  $16.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , similaire à l'estimation de [Donati et al. \(2014\)](#).

### 3.3.1 Reconstruction de la brillance

J'ai commencé par m'intéresser à la reconstruction de la distribution des taches à la surface de ces deux étoiles. Lorsque seules les données spectroscopiques sont utilisées, on constate que la proportion de la surface couverte par des taches sombres et brillantes est similaire pour les deux étoiles étudiées, à savoir environ 8.5% et 7% pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement.

Les données photométriques sont complémentaires des données spectroscopiques. En effet, alors que la spectroscopie contraint principalement la position des taches à la surface de l'étoile et n'estime qu'approximativement le contraste par rapport à la photosphère, la photométrie va permettre de préciser ce contraste. Ainsi, lorsque les données TESS sont ajoutées dans le processus, le code d'imagerie retrouve globalement la même distribution de taches mais il doit ajouter quelques structures, notamment à basses latitudes (généralement mal reconstruites par ZDI), et augmenter le contraste des différentes structures reconstruites afin de pouvoir ajuster la courbe de lumière et les profils LSD Stokes  $I$  à  $\chi_r^2 = 1$ . Cela augmente alors le taux de couverture d'environ 2% pour V410 Tau et LkCa 4.

Il est évident qu'il serait nécessaire d'avoir de nouveaux instruments permettant d'obtenir une photométrie à haute précision dans les bandes  $JHK$  pour effectuer le même travail. Cela permettrait notamment de s'assurer que les données photométriques et spectroscopiques reflètent bien la même distribution de taches à la surface de l'étoile. Dans tous les cas, ces taux de couverture sont plus de 2 fois plus faibles que ceux estimés avec ZDI à partir de données ESPaDOnS et NARVAL. Ce résultat n'est pas surprenant et était même prévu puisqu'on s'attend à avoir un contraste plus faible aux longueurs d'ondes observées par SPIRou d'après la fonction de Planck.

La carte de brillance relative de V410 Tau reconstruite avec les données SPIRou (incluant ou non la photométrie) ne montre étonnamment aucune tache polaire (Fig. 3.5), même lorsque l'on utilise le masque M3 composé de raies moléculaires et supposé être plus sensible aux régions froides, bien que l'imagerie Doppler réalisée dans les précédentes études ait toujours identifié des régions sombres et froides près du pôle ([Joncour et al., 1994](#); [Hatzes, 1995](#); [Skelly et al., 2010](#); [Carroll et al., 2012](#); [Yu et al., 2019](#)). Étant donné que cette tache polaire a toujours été présente, il est peu probable qu'elle ait totalement disparu entre 2016 et 2019. De plus, la période de rotation déduite de la courbe de lumière TESS reste compatible avec les données photométriques de [Yu et al. \(2019\)](#) suggérant que la configuration des taches à la surface de V410 Tau n'a pas évolué de façon significative depuis 2016 et donc que la tache polaire devrait toujours être présente en 2019. Si tel est le cas, on peut supposer que l'opacité du continuum au niveau du pôle est plus importante dans le domaine visible que dans le domaine IR. On avance l'hypothèse que la haute atmosphère de l'étoile concentre

des grains de poussière, similaires à ceux présents dans l’atmosphère solaire mais en plus grande quantité, au dessus du pôle, ce qui a pour conséquence de faire apparaître le pôle plus sombre à des longueurs d’onde visibles. Cette poussière pourrait venir des débris du disque entourant l’étoile, et accrésés vers le pôle le long des lignes de champ magnétique (*e.g.* Zhan et al. 2019; Sanderson et al., soumis).

La courbe de lumière de V410 Tau est ajustée à  $\chi_r^2 = 1$ , mais les résidus montrent des variations résiduelles (Fig. 3.5) probablement dues à des petites structures évoluant rapidement à la surface de l’étoile, qui n’ont pas été préalablement filtrées par le processus de *sigma-clipping* (section 3.2.1). Ces variations ne peuvent pas être modélisées par ZDI qui suppose que la distribution de taches, et donc la courbe de lumière associée, restent statiques sur la période couverte par les observations. Néanmoins, on constate que ZDI est capable de modéliser la photométrie TESS de manière très précise puisque la dispersion de ces résidus est de seulement 1.6 mmag (la barre d’erreur nominale des données TESS étant de 1.4 mmag).

Pour LkCa 4, la carte de brillance relative montre une tache sombre allongée s’étendant du pôle jusqu’à l’équateur vers la phase 0.1 et une facule brillante à une latitude intermédiaire vers la phase 0.75 (Fig. 3.6). Contrairement à l’étoile précédente, SPIRou observe bien une structure sombre dans les régions polaires, bien qu’elle ne s’y limite pas contrairement à celle reconstruite dans le visible par Donati et al. (2014), ce qui est probablement dû à une évolution intrinsèque de la surface.

Grâce à la modification que j’ai apportée à ZDI, autorisant la profondeur du profil à varier avec le contraste, la courbe de lumière de LkCa 4 a pu être modélisée avec une précision de 2.4 mmag, 25% supérieure à la barre d’erreur nominale des données TESS de 1.9 mmag (Fig. 3.6). Comme pour V410 Tau, on constate certaines fluctuations, de faible amplitude, qui ne peuvent pas être reproduites car elles évoluent trop rapidement pour ZDI. La puissance  $\delta = 1.0 \pm 0.1$  a été déterminée empiriquement pour que ZDI puisse ajuster les profils LSD Stokes  $I$  tout en reproduisant les variations de leur largeur équivalente (sans inclure la photométrie dans le processus). Il s’avère que cette valeur de  $\delta$  permet également d’obtenir une courbe de lumière dont l’amplitude est compatible avec les données observées. La Fig. 3.7 montre l’influence de la puissance choisie sur la courbe de lumière obtenue lorsque l’on applique ZDI aux données SPIRou seules. Il est alors évident que la version initiale du code ( $\delta = 0$ , *i.e.* largeur équivalente constante pour tous les profils) ne permet pas d’obtenir des résultats cohérents avec TESS puisque la courbe de lumière associée à la distribution de taches reconstruite possède une amplitude environ deux fois trop grande. Ce problème n’apparaissait pas avec les données ESPaDOnS, montrant que la variation de largeur équivalente avec la température est à prendre en compte lorsque l’on utilise des données IR, notamment dans le cas des étoiles froides (*e.g.* pour V410 Tau, les profils LSD Stokes  $I$  et la courbe de lumière TESS ont pu être ajustée avec  $\delta = 0$ ).

### 3.3.2 Estimation du taux de couverture réel

ZDI n’est sensible qu’aux grosses structures à la surface de l’étoile. Ainsi, le pourcentage de surface visible couverte par des taches ne correspond pas au pourcentage réel. Pour avoir une première estimation de ce dernier, j’ai utilisé la photométrie multi-couleurs fournie par le télescope AZT-11. En pratique, je me suis basé sur des modèles à 2 températures pour représenter un indice de couleur ( $V - R_c$  ou  $V - I_c$ ) en fonction de la magnitude en bande



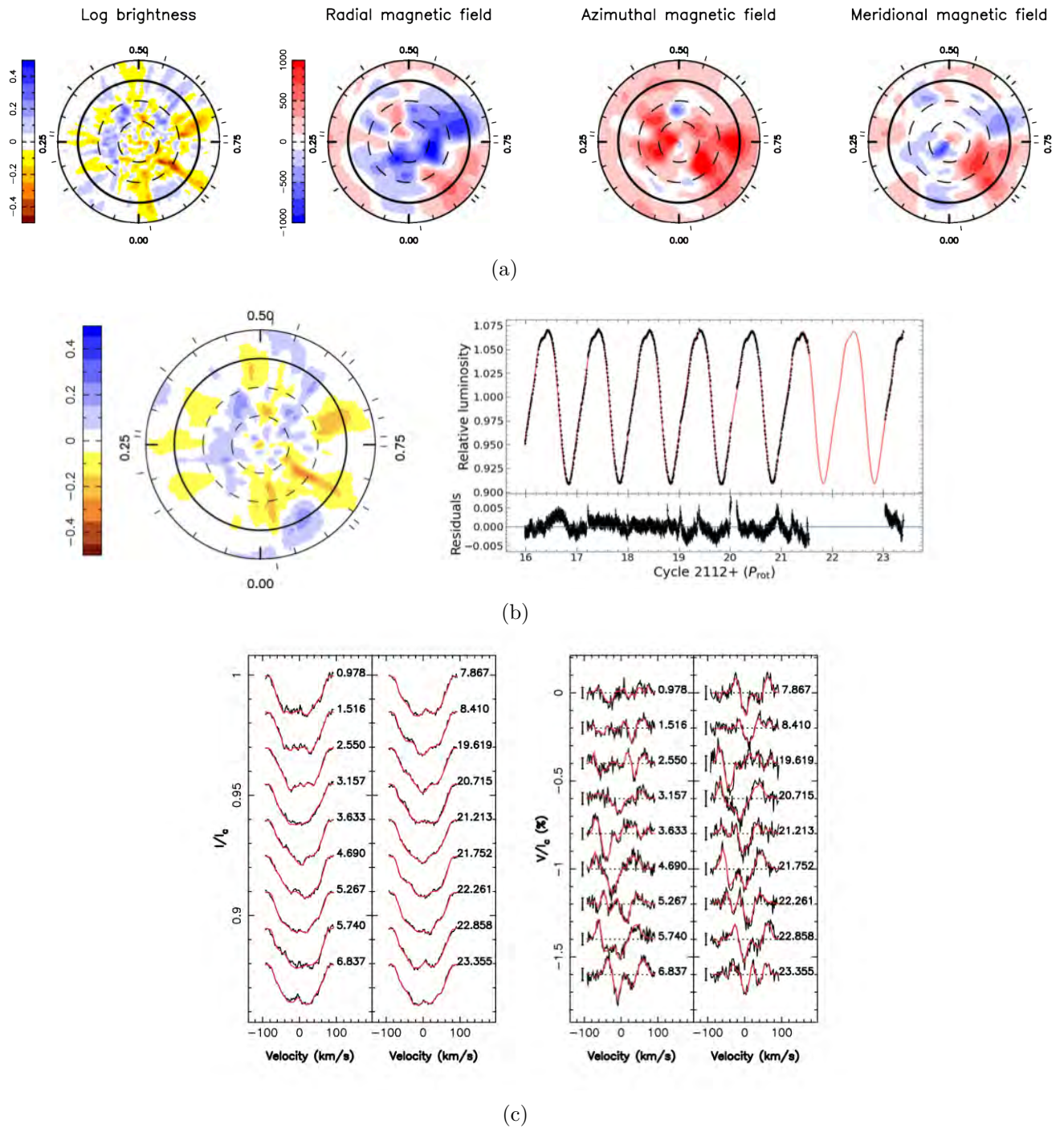
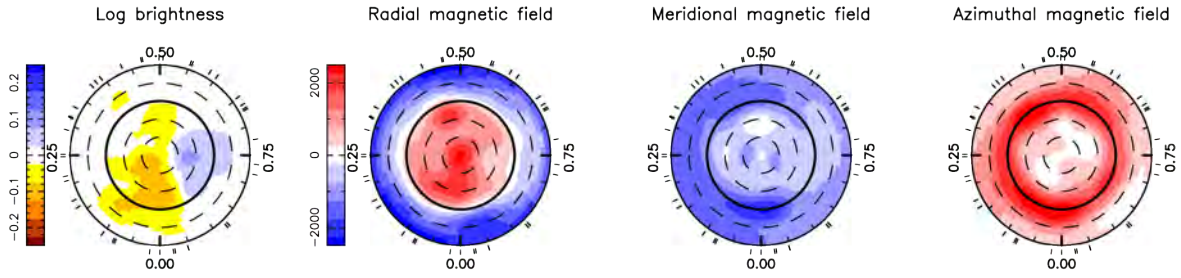
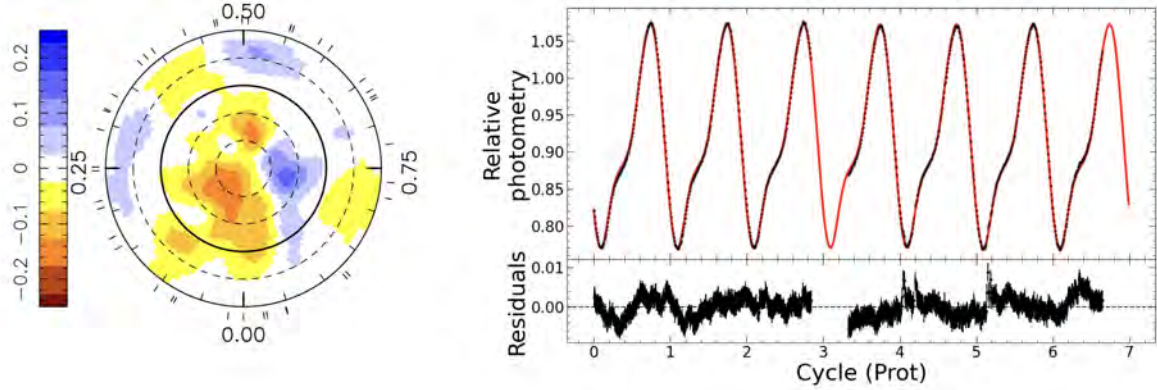


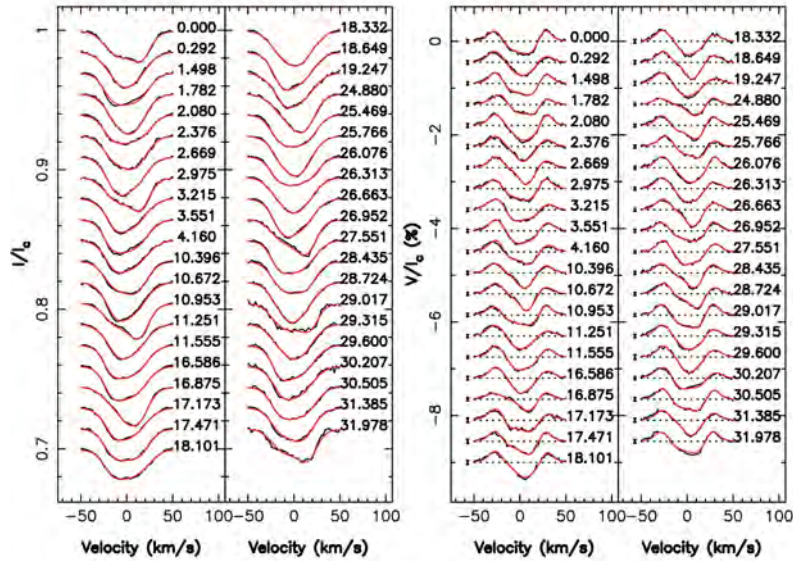
FIGURE 3.5 – Reconstructions ZDI de V410 Tau. *Panneau (a)* : Cartes de brillance relative logarithmique (première carte) et des composantes radiale, azimutale et méridienne du champ magnétique (seconde à quatrième cartes) obtenues à partir de l'inversion simultanée des profils LSD Stokes  $I$  et  $V$  avec ZDI. Les cartes sont montrées dans une vue polaire aplatie avec le pôle au centre, l'équateur en gras et les parallèles de latitude  $30^\circ$  et  $60^\circ$  en tirets. Les taches sombres et froides sont montrées en jaune/orange tandis que les facules brillantes sont en bleu. Pour le champ magnétique, le rouge indique une valeur positive du champ, orienté vers l'extérieur, le pôle ou en sens anti-horaire pour la composante radiale, méridienne et azimutale, respectivement. *Panneau (b)* : Carte de brillance relative logarithmique obtenue en appliquant ZDI aux profils LSD Stokes  $I$  et à la photométrie TESS (gauche) et ajustement de la courbe de lumière (droite) dont les résidus ont une dispersion de 1.6 mmag. *Panneau (c)* : Profils LSD Stokes  $I$  (gauche) et  $V$  (droite). Les profils observés sont en noir tandis que ceux obtenus avec ZDI (panneau (a)) sont en rouge. Pour chaque profil, on indique le cycle de rotation à sa droite. Pour les profils Stokes  $V$  on montre également la barre d'erreur à  $3\sigma$  sur leur gauche.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.6 – Reconstructions ZDI de LkCa 4. *Panneau (a)* : Cartes de brillance relative logarithmique (première carte) et des composantes radiale, méridienne et azimutale du champ magnétique (seconde à quatrième cartes) reconstruites avec ZDI. Voir Fig. 3.5 pour plus de détails. *Panneau (b)* : Carte de brillance relative logarithmique (gauche) et courbe de lumière associée (droite) obtenues en utilisant les données SPIRou et TESS simultanément. Les résidus entre le modèle et les mesures ont une dispersion de 2.4 mmag. *Panneau (c)* : Profils LSD Stokes  $I$  (gauche) et  $V$  (droite). Voir Fig. 3.5 pour plus de détails.

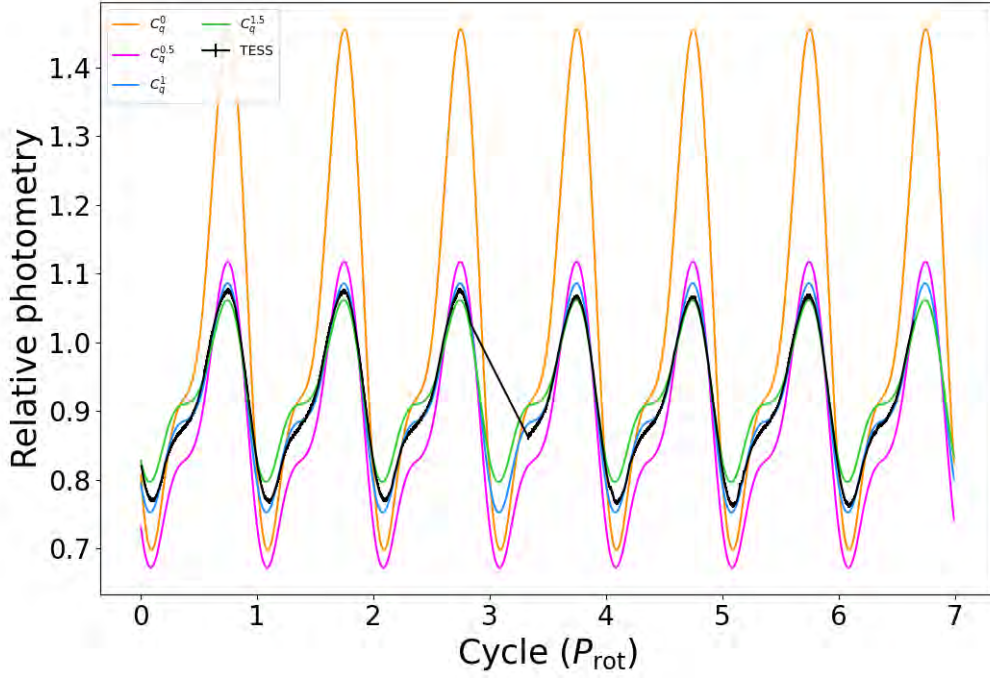


FIGURE 3.7 – Influence de la relation entre la profondeur du profil LSD Stokes  $I$  et la brillance relative locale  $C_q$  sur la courbe de lumière. On montre la courbe de lumière obtenue à partir de la distribution en brillance reconstruite avec les données SPIRou seules (associées à LkCa 4) pour différentes valeurs de  $\delta$ . En orange, on suppose que la profondeur est indépendante de la température ( $\delta = 0$ ). En magenta, bleu et vert, on suppose une relation de proportionnalité avec une puissance  $\delta$  de  $C_q$  égale à 0.5, 1 et 1.5, respectivement. Pour repère, on indique les mesures TESS de LkCa 4 en noir.

$V$ . À partir d'indices de couleur théoriques fournis par la littérature, on peut estimer la magnitude dans les bandes  $V$ ,  $R_c$  et  $I_c$  pour la photosphère ( $V_{\text{ph}}$ ,  $R_{\text{ph}}$  et  $I_{\text{ph}}$ ) ainsi que celle d'une tache de température donnée ( $V_{\text{spot}}$ ,  $R_{\text{spot}}$  et  $I_{\text{spot}}$ ). En supposant que  $f\%$  de la surface sont couverts par des taches, on en déduit la magnitude globale dans chaque bande :

$$\begin{cases} V(f) &= -2.5 \log_{10} \left( f 10^{-\frac{V_{\text{spot}}}{2.5}} + (1-f) 10^{-\frac{V_{\text{ph}}}{2.5}} \right) \\ R_c(f) &= -2.5 \log_{10} \left( f 10^{-\frac{R_{\text{spot}}}{2.5}} + (1-f) 10^{-\frac{R_{\text{ph}}}{2.5}} \right) \\ I_c(f) &= -2.5 \log_{10} \left( f 10^{-\frac{I_{\text{spot}}}{2.5}} + (1-f) 10^{-\frac{I_{\text{ph}}}{2.5}} \right) \end{cases} \quad (3.2)$$

Pour V410 Tau, j'ai supposé une température photosphérique de 4500 K et utilisé les indices de couleur théoriques de [Bessell et al. \(1998\)](#). Ces indices n'ont pas pu être utilisés pour LkCa 4 car les modèles associés se limitent à des températures supérieures ou égales à 3000 K. Or, on s'attend à avoir des taches plus froides d'après la reconstruction ZDI et les résultats de [Gully-Santiago et al. \(2017\)](#). J'ai donc privilégié ceux de [Pecaut & Mamajek \(2013\)](#) pour les étoiles jeunes<sup>6</sup> permettant de calculer des modèles à 2 températures pour des taches de température supérieure ou égale à 2880 K, en supposant une température

6. Ces indices de couleur ne permettant pas de déterminer  $R_c$ , seule la bande  $I_c$  a été utilisée pour LkCa 4.



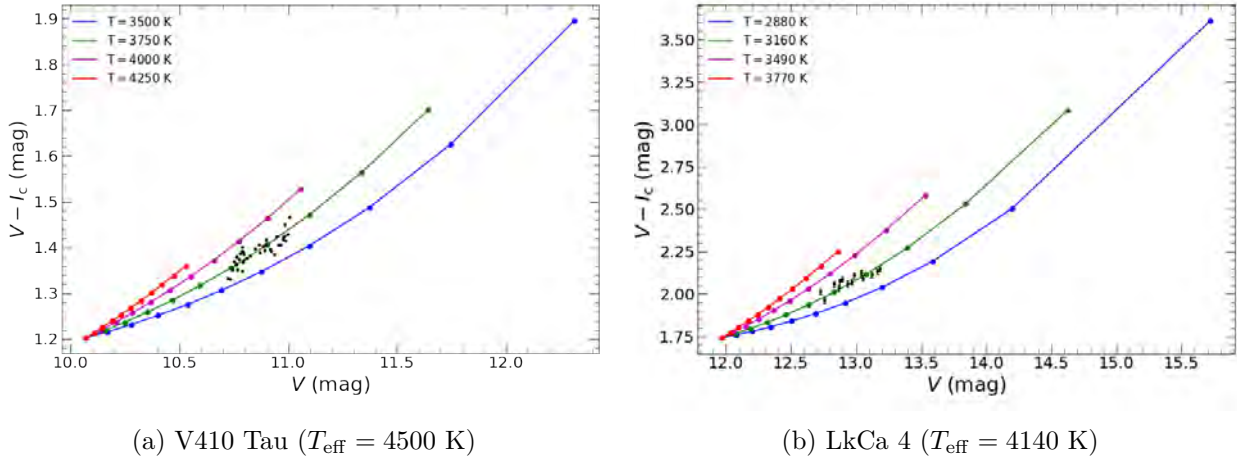


FIGURE 3.8 – Ajustement des indices de couleur  $V - I_c$  en fonction de la magnitude en bande  $V$  pour V410 Tau (gauche) et LkCa 4 (droite) à partir d’un modèle à 2 températures. Pour chaque graphique, les courbes colorées représentent différentes températures supposées pour les taches. Les points colorés correspondent au pourcentage de surface couverte par les taches par pas de 10%, le point en bas à gauche représentant donc une surface non tachée.

photosphérique de 4140 K.

On trouve alors que les mesures photométriques de V410 Tau sont compatibles avec une surface couverte à 70% de taches de température égale à 3750 K comme Yu et al. (2019) qui utilisaient l’indice de couleur  $B - V$ . Ce haut niveau de couverture est similaire à celui également déduit pour LkCa 4. En effet, on estime que le modèle permettant au mieux de représenter nos mesures, en supposant une magnitude non tachée cohérente avec le rayon estimé, implique une surface couverte à environ 70% de taches à 3160 K. Cette température est supérieure à celle estimée par Gully-Santiago et al. (2017), comprise entre 2700 et 3000 K. Cette différence provient probablement du fait que le modèle ne prend pas en compte les facules chaudes à la surface de l’étoile ce qui tend à surestimer la température des taches sombres. Notons que nos mesures peuvent également être cohérentes avec un modèle associé à une surface couverte à 70% de taches dont la température est de 2880 K, davantage en accord avec Gully-Santiago et al. (2017). Toutefois, un tel modèle implique une magnitude  $V$  non tachée de 11.65, ce qui n’est alors plus compatible avec le rayon, la période de rotation et le  $v \sin i$  de LkCa 4.

### 3.3.3 Champ magnétique

Des signatures Zeeman sont clairement visibles dans l’ensemble des profils LSD Stokes  $V$  des deux wTTSs étudiées dans cette thèse (Figs. 3.5 et 3.6). J’ai utilisé ZDI pour inverser ces profils en cartes de champ magnétique. On estime que le champ magnétique moyen à grande échelle à la surface de V410 Tau est de l’ordre de 410 G. Avec les données SPIRou, on retrouve une topologie assez complexe et similaire à celle obtenue à partir des données ESPaDOnS et NARVAL (Yu et al., 2019). La composante poloïdale de ce champ, représentant environ 60% de l’énergie magnétique totale reconstruite, est non-axisymétrique et très peu dipolaire. Le dipôle a une intensité d’environ 390 G et il est légèrement incliné d’environ  $15^\circ$  par rapport à l’axe de rotation de l’étoile, vers la phase 0.70. Bien que l’étoile soit entièrement

convective, la composante toroïdale du champ magnétique de V410 Tau est très importante puisqu'elle représente 40% de l'énergie magnétique. Elle possède les propriétés inverses de la composante poloïdale, à savoir qu'elle est principalement axisymétrique et dipolaire. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par Yu et al. (2019) à partir de données NARVAL collectées en 2016 et plus généralement, compatibles avec l'évolution à long terme décrite par ces mêmes auteurs (*e.g.* l'intensité du dipôle du champ poloïdal a augmenté de 129 G en 2008 à 400 G en 2016). Ainsi les résultats obtenus permettent d'affirmer que s'il existe un cycle magnétique pour V410 Tau comme le suggèrent quelques études (Stelzer et al., 2003; Hambálek et al., 2019), il est probablement plus long que 11 ans. Clairement, il est nécessaire d'avoir davantage d'observations de V410 Tau dans le futur afin de mieux contraindre cet aspect, et notamment pour confirmer que les tendances observées font partie d'un cycle ou, au contraire, si elles sont dues à une variabilité intrinsèque stochastique.

Le champ magnétique de LkCa 4 est plus intense que celui de V410 Tau, avec une valeur moyenne de 1.9 kG à la surface, et sa topologie est bien plus simple. En effet, elle se compose essentiellement d'une composante poloïdale (~65% de l'énergie magnétique) dipolaire et axisymétrique et d'une composante toroïdale, elle aussi, axisymétrique. Le dipôle n'est que très légèrement incliné d'environ 5° vers la phase 0.30 et atteint une intensité de 2.2 kG. Le champ toroïdal se caractérise quant à lui par la présence d'un anneau de champ azimuthal entourant l'équateur dont l'intensité atteint 1.4 kG. L'origine de ce champ toroïdal est pour l'heure encore incertaine, que ce soit pour l'une ou l'autre des 2 wTTSs étudiées. Contrairement à V410 Tau dont le champ magnétique a évolué significativement sur une période de 8 ans (2008–2016), celui de LkCa 4 n'évolue que très peu sur la même durée (2014–2022). En effet, on retrouve une topologie très semblable à celle obtenue par Donati et al. (2014), avec une intensité ~40% plus importante (*e.g.* dipôle de 2.2 kG et champ toroïdal de 1.4 kG en 2022 contre 1.6 et 1 kG en 2014, respectivement).

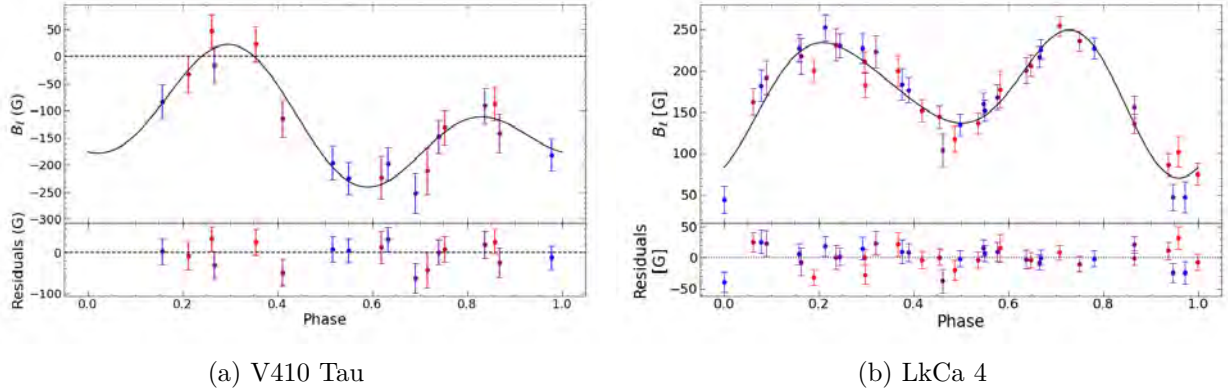
La reconstruction ZDI de LkCa 4 montre que le champ radial est plus intense et coïncide plus ou moins avec la tache sombre aux alentours de la phase 0.1. En revanche, pour V410 Tau on ne distingue pas de corrélation claire entre la position des taches et la topologie du champ magnétique.

J'ai également calculé le champ longitudinal  $B_\ell$  associé à chacune des observations SPI-Rou, à partir du moment d'ordre 1 des profils LSD Stokes  $V$  selon la formule donnée par Donati et al. (1997) :

$$B_\ell = -\frac{2.14 \times 10^{11}}{\lambda_0 \bar{g} c} \frac{\int v V(v) dv}{\int (I_0 - I(v)) dv} \quad (3.3)$$

où  $v$  désigne la vitesse,  $\lambda_0$  la longueur d'onde de référence,  $\bar{g}$  le facteur de Landé effectif, et  $I_0$  l'intensité du continu (généralement égal à 1 car les profils Stokes  $I$  sont normalisés). Cette quantité correspond à la composante du champ magnétique projetée sur la ligne de visée et moyennée sur l'hémisphère visible (en pondérant par la distribution de taches). On s'attend donc à ce que  $B_\ell$  soit modulé par la rotation de l'étoile puisqu'il reflète les mêmes régions magnétiques à chaque rotation (sous réserve qu'elles n'évoluent pas).

Le champ longitudinal de V410 Tau varie de  $-250$  à  $+50$  G avec des barres d'erreur typiques de 32 G, soit 1.7 fois plus petites que leurs homologues dans le visible, montrant une fois de plus que l'IR proche permet de mieux contraindre le champ magnétique. Le champ longitudinal de LkCa 4 reste positif quelque soit la phase d'observation, allant de 50 à 250 G avec une incertitude deux fois plus petite que celle estimée pour V410 Tau (*i.e.* ~16 G). Dans



(a) V410 Tau

(b) LkCa 4

FIGURE 3.9 – Évolution du champ longitudinal en fonction de la phase de rotation pour V410 Tau (gauche) et LkCa 4 (droite). Les mesures sont représentées par des points colorés tandis que l’ajustement d’un signal périodique est montré par un trait plein noir. Sur chaque graphique, on montre également les résidus dont la dispersion est égale à 30 G et 17 G pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement, (*i.e.* proche du bruit sur les mesures). Pour les deux graphiques, la couleur des symboles représente le temps, allant du bleu (début des observations) vers le rouge (fin des observations).

les deux cas, les variations observées peuvent être modélisées par un signal périodique de période  $\sim P_{\text{rot}}$  indiquant que la topologie magnétique de ces deux wTTSs n’évolue quasiment pas durant les quelques mois d’observation (voir Fig. 3.9). Ceci est confirmé par l’utilisation d’un GP quasi-périodique (*cf.* Eq. (2.23)) pour modéliser les valeurs de  $B_\ell$  mesurées puisque la durée de vie typique des régions magnétiques estimée par cette méthode est supérieure à la durée des observations et mal contrainte ( $120 \pm 98$  d et  $155 \pm 55$  d pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement).

### 3.4 Rotation différentielle

Nos séquences spectropolarimétriques s’étalent sur un intervalle de plusieurs mois, couvrant environ 24 et 32 cycles de rotation pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement, soit environ 43 d et 108 d. Au cours de cette période d’observation, la surface (*i.e.* la distribution de taches) et le champ magnétique peuvent évoluer aussi bien sous l’effet d’une variabilité intrinsèque que de la rotation différentielle. Toutefois, l’évolution du champ longitudinal (section 3.3.3) et des VRs (section 3.5) suggère que ces étoiles n’évoluent que très lentement ce qui est confirmé par la très faible rotation différentielle estimée à la surface de ces étoiles (Donati et al., 2014; Yu et al., 2019).

Pour cette étude, on suppose que la rotation différentielle à l’œuvre à la surface de ces étoiles suit une loi de cisaillement de type solaire, c’est-à-dire que le pôle tourne plus lentement que l’équateur, selon la relation :

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - (\cos \theta)^2 d\Omega \quad (3.4)$$

où  $\theta$  désigne la colatitude.  $\Omega_{\text{eq}}$  représente la vitesse angulaire à l’équateur de l’étoile alors que  $d\Omega$  correspond à la différence de vitesse angulaire entre le pôle et l’équateur.

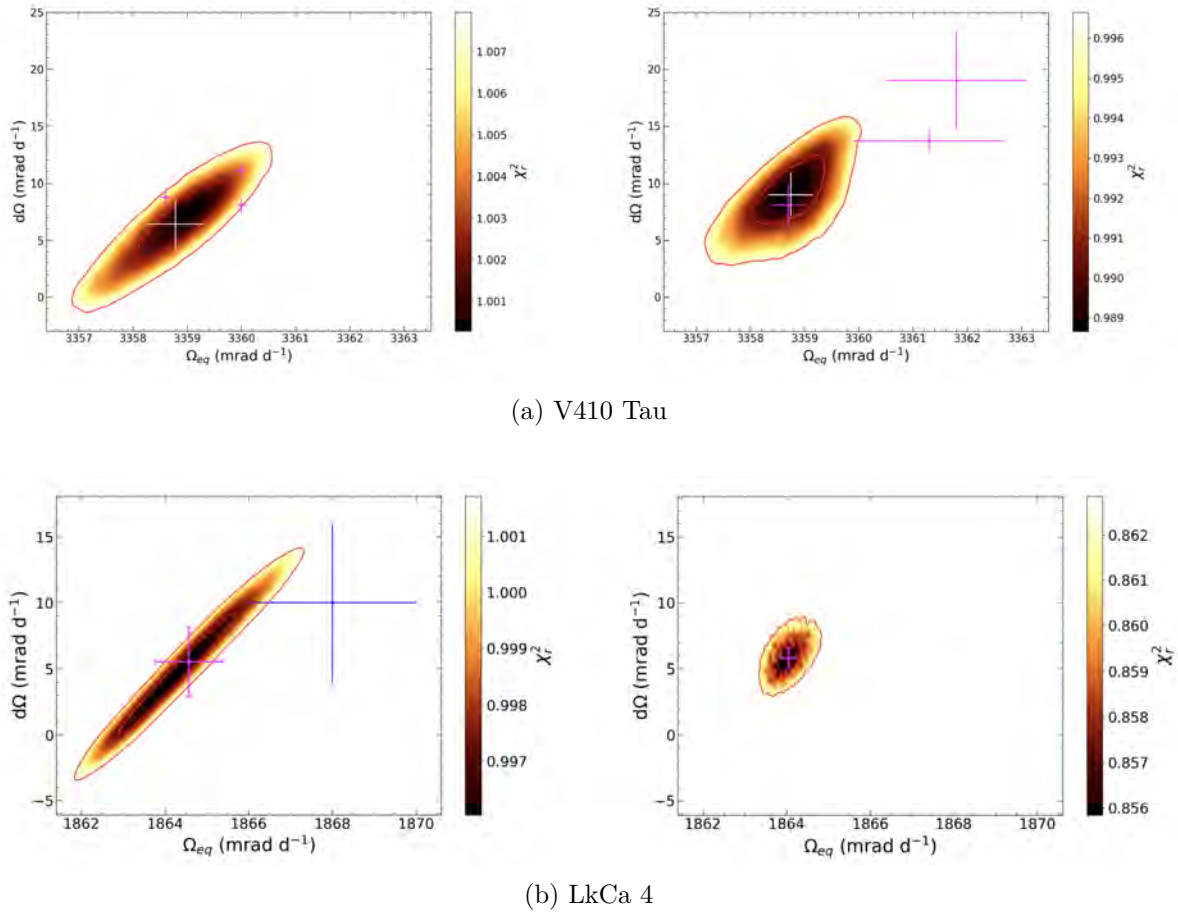


FIGURE 3.10 – Rotation différentielle de V410 Tau et LkCa 4. *Panneau (a)* : Cartes de  $\chi_r^2$  obtenues pour V410 Tau à partir des profils LSD Stokes  $I$  (gauche) et  $V$  (droite). Les croix blanches marquent les paramètres optimaux et leurs barres d’erreur déduits d’un paraboloïde ajusté sur les points proches du minimum de la grille. Les croix magenta montrent les estimations et les erreurs associées déduites par Yu et al. (2019). *Panneau (b)* : Cartes de  $\chi_r^2$  obtenues pour LkCa 4 à partir des profils LSD Stokes  $I$  (gauche) et  $V$  (droite). Les croix magenta correspondent aux paramètres optimaux avec leurs incertitudes tandis que la croix bleue montre l’estimation de Donati et al. (2014). Pour l’ensemble des graphiques, les ellipses rouges montrent les contours associés aux niveaux de confiance à  $1\sigma$  (68%) et  $3\sigma$  (99.7%).

Afin d’estimer les valeurs optimales de ces deux paramètres, j’ai utilisé ZDI sur une grille de paramètres dans l’espace  $(\Omega_{\text{eq}}, d\Omega)$  en fixant au préalable la quantité d’information que ZDI peut reconstruire. J’ai alors obtenu une carte de  $\chi_r^2$  à partir de laquelle j’ai cherché les paramètres permettant de minimiser le  $\chi_r^2$ . En pratique, 2 cartes de  $\chi_r^2$  par étoile ont été déterminées, à partir des jeux de profils LSD Stokes  $I$  et  $V$  utilisés indépendamment dans ZDI. Pour chacune de ces cartes, j’ai estimé les paramètres optimaux, et les incertitudes associées, en ajustant un paraboloïde proche du minimum de la grille (Donati et al., 2003). Les cartes obtenues sont montrées en Fig. 3.10 tandis que l’ensemble des résultats est résumé en Table 3.4.

Pour V410 Tau, on estime  $\Omega_{\text{eq}} = 3358.8 \pm 0.5 \text{ mrad d}^{-1}$  et  $d\Omega = 6.4 \pm 2.2 \text{ mrad d}^{-1}$

à partir des profils LSD Stokes  $I$ . La rotation différentielle ainsi mesurée est légèrement plus faible que celle donnée par Yu et al. (2019) bien qu'elle reste compatible à  $3\sigma$ . Il faut toutefois noter que les barres d'erreur obtenues dans notre cas sont 3–4 fois plus grandes que celles obtenues dans le visible. On suppose que cette différence peut s'expliquer par la combinaison de deux facteurs, à savoir un nombre d'observations restreint par rapport à l'étude précédente (*e.g.* 18 contre 30 pour la période 2015-2016 étudiée par Yu et al. 2019) et un contraste en brillance plus faible dans l'IR proche.

À partir des profils LSD Stokes  $V$ , on obtient une seconde estimation de la rotation différentielle, qui reste compatible à  $1.5\sigma$  avec les valeurs précédentes ( $\Omega_{\text{eq}} = 3358.7 \pm 0.4 \text{ mrad d}^{-1}$ ,  $d\Omega = 9.0 \pm 1.9 \text{ mrad d}^{-1}$ ). On remarque que dans ce cas, les barres d'erreur sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par Yu et al. (2019), ce qui est lié à l'effet Zeeman renforcé aux longueurs d'onde SPIRou pouvant ainsi compenser la diminution du nombre de points utilisés dans ZDI. Afin de décrire la rotation différentielle, on choisit une unique valeur de chacun des paramètres, calculée selon une moyenne pondérée des estimations données par les profils Stokes  $I$  et  $V$  séparément. On trouve  $\Omega_{\text{eq}} = 3358.7 \pm 0.3 \text{ mrad d}^{-1}$  et  $d\Omega = 7.9 \pm 1.4 \text{ mrad d}^{-1}$ , ce qui correspond à une période de rotation de  $1.8702 \pm 0.0002 \text{ d}$  à l'équateur et  $1.8751 \pm 0.0007 \text{ d}$  au pôle (il faut donc  $795 \pm 131 \text{ d}$  pour que l'équateur réalise un tour de plus que le pôle). Ces valeurs impliquent une rotation différentielle environ 7 fois plus faible que celle à la surface du Soleil ( $\sim 55 \text{ mrad d}^{-1}$ ).

Nos estimations de la rotation différentielle à la surface de LkCa 4 sont plus précises que celles obtenues par Donati et al. (2014) et permettent donc de mieux la contraindre. Alors que les profils Stokes  $V$  associés aux données ESPaDOnS fournissent une mesure moins précise que les profils Stokes  $I$ , on observe le phénomène inverse avec nos données SPIRou. En effet, la carte de  $\chi_r^2$  obtenue à partir de la reconstruction du champ magnétique contraint bien mieux les paramètres et nous permet d'estimer  $\Omega_{\text{eq}} = 1864.0 \pm 0.2 \text{ mrad d}^{-1}$  et  $d\Omega = 5.8 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$  alors que celle associée à la reconstruction de la brillance donne  $\Omega_{\text{eq}} = 1864.6 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$  et  $d\Omega = 5.5 \pm 2.6 \text{ mrad d}^{-1}$ . Les barres d'erreur sur les paramètres déduits des profils Stokes  $V$  sont donc environ 3 fois plus petites que celles déduites des profils Stokes  $I$ , et jusqu'à 40 fois plus petites que celles données par Donati et al. (2014). Le domaine couvert par SPIRou n'est pas la seule raison expliquant une telle différence avec la précédente étude. En effet, dans cette dernière, LkCa 4 n'a été observée qu'une douzaine de fois en Janvier 2014, ce qui peut limiter la capacité à estimer la très faible rotation différentielle à l'œuvre sur cette étoile.

La moyenne pondérée des valeurs obtenues par les profils Stokes  $I$  et  $V$ , indépendamment, mène aux mêmes paramètres optimaux que ceux déduits des profils Stokes  $V$  (bien plus précis). En utilisant ces valeurs, on voit que la rotation différentielle à la surface de LkCa 4 n'est pas compatible avec une rotation solide à plus de  $7\sigma$  contrairement à ce qu'indiquait la précédente étude (Donati et al., 2014). Elle reste toutefois environ 10 fois plus faible que celle à la surface du Soleil, avec une période à l'équateur et au pôle égale à  $3.3708 \pm 0.0004 \text{ d}$  et  $3.3811 \pm 0.0115 \text{ d}$ , respectivement. Ces résultats indiquent alors qu'il faut  $1102 \pm 154 \text{ d}$  pour que l'équateur réalise un tour de plus que le pôle.

Ces deux études illustrent donc les bénéfices apportés par le domaine IR proche pour contraindre la rotation différentielle à la surface des étoiles de faible masse à partir des signatures Zeeman dans les spectres polarisés circulairement engendrées par les régions magnétiques (même en cas d'un nombre d'observations réduit comme pour V410 Tau).



Étoile	Profils LSD Stokes $I$							
	n	$\Omega_{\text{eq}}$ (mrad d $^{-1}$ )	d $\Omega$ (mrad d $^{-1}$ )	$\cos^2 \theta_s$	$\Omega_s$ (mrad d $^{-1}$ )	$P_{\text{eq}}$ (d)	$P_{\text{pole}}$ (d)	$P_s$ (d)
V410 Tau	1674	$3358.8 \pm 0.5$	$6.4 \pm 2.2$	0.241	$3357.2 \pm 0.7$	$1.8707 \pm 0.0003$	$1.8742 \pm 0.0013$	$1.8716 \pm 0.0004$
LkCa 4	2091	$1864.6 \pm 0.8$	$5.5 \pm 2.6$	0.351	$1862.6 \pm 1.3$	$3.3697 \pm 0.0014$	$3.3797 \pm 0.0049$	$3.373 \pm 0.002$
Étoile	Profils LSD Stokes $V$							
	n	$\Omega_{\text{eq}}$ (mrad d $^{-1}$ )	d $\Omega$ (mrad d $^{-1}$ )	$\cos^2 \theta_s$	$\Omega_s$ (mrad d $^{-1}$ )	$P_{\text{eq}}$ (d)	$P_{\text{pole}}$ (d)	$P_s$ (d)
V410 Tau	1674	$3358.7 \pm 0.4$	$9.0 \pm 1.9$	0.220	$3356.9 \pm 0.6$	$1.8707 \pm 0.0002$	$1.8757 \pm 0.0011$	$1.8716 \pm 0.0003$
LkCa 4	2091	$1864.0 \pm 0.2$	$5.8 \pm 0.8$	0.264	$1862.5 \pm 0.3$	$3.3708 \pm 0.0004$	$3.3813 \pm 0.0015$	$3.3736 \pm 0.0005$

TABLE 3.4 – Résumé des paramètres de rotation différentielle déterminés avec ZDI pour V410 Tau et LkCa 4. La première colonne indique le nombre de points utilisés dans ZDI. Les colonnes 2 et 3 indiquent la vitesse angulaire à l'équateur et la différence de vitesse angulaire entre le pôle et l'équateur. La colonne 4 montre l'inverse de la pente du grand axe de l'ellipse dans le plan  $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega$ , égal à  $\cos^2 \theta_s$  où  $\theta_s$  désigne la colatitute du centre de gravité de la distribution de brillance ou de champ magnétique (Donati et al., 2000b). La colonne 5 présente la vitesse angulaire à la colatitute  $\theta_s$ . Les trois dernières colonnes listent les périodes de rotation à l'équateur, au pôle et à la colatitute  $\theta_s$ .

### 3.5 Vitesses radiales

Les reconstructions ZDI nous permettent, d'une part, d'en apprendre davantage sur le champ magnétique de ces deux wTTSs et, d'autre part, de pouvoir modéliser leur activité (*i.e.* distribution de brillance) en vue de la filtrer des courbes de VR. Les études vélocimétriques précédentes n'ont pas révélé la présence de planètes massives autour de ces étoiles. Nos observations SPIRou nous donnent l'occasion de confirmer cela tout en comparant les résultats obtenus avec des données visible et IR. De plus, nous allons analyser l'intérêt d'ajouter des données photométriques à notre modèle d'activité pour filtrer celle-ci des VRs mesurées.

Pour chaque étoile, j'ai calculé la VR associée à une observation comme le moment d'ordre 1 du profil LSD Stokes  $I$  (Eq. (1.5)). Dans la suite, on nommera ces valeurs "vitesses radiales brutes", qui correspondent à la combinaison de la VR relative à l'activité stellaire, de la VR induite par une potentielle planète et d'un bruit de photon. J'ai déterminé l'erreur associée à chaque mesure à partir de la dispersion des VRs estimées en utilisant des profils simulés (associés à la même distribution de taches) de même SNR que les profils observés pour différentes réalisations du bruit. L'incertitude sur les mesures ainsi obtenue reflète alors principalement le bruit de photon. À partir des profils synthétiques associés aux cartes de brillance relative obtenues avec ZDI, on détermine la VR générée par la présence des taches et facules reconstruites à la surface de l'étoile. Une autre façon d'obtenir le signal d'activité stellaire est d'utiliser un GP de kernel quasi-périodique (section 2.3.2.1). J'ai donc utilisé les deux méthodes dans chaque étude, ce qui permet de comparer les 3 modèles suivants : (i) méthode tomographique incluant les données spectroscopiques seulement, (ii) méthode tomographique incluant les données spectroscopiques et photométriques et (iii) régression par processus Gaussiens. Les courbes de VR obtenues pour les deux étoiles étudiées dans ce chapitre sont montrées en Fig. 3.11. Ainsi, en soustrayant ces valeurs modélisées aux VRs brutes, on obtient ce que l'on appelle les "vitesses radiales filtrées". Si une planète orbite autour de l'étoile, alors un signal vélocimétrique périodique peut apparaître dans ces VRs

filtrées (*e.g.* TAP 26; Yu et al. 2017).

### 3.5.1 Comparaison avec le domaine visible

La courbe de VRs brutes de V410 Tau montre une amplitude pic-à-pic de  $4.5 \text{ km s}^{-1}$  avec une dispersion de  $1.40 \text{ km s}^{-1}$ . Ces valeurs sont plus faibles que celles généralement observées pour cette étoile avec des instruments opérant dans le visible (amplitude comprise entre 4 et  $8.5 \text{ km s}^{-1}$  et dispersion typique de  $1.8 \text{ km s}^{-1}$ ; Yu et al. 2019).

De même, la courbe de VR de LkCa 4 présente également d'importantes fluctuations, dont l'amplitude atteint  $6.10 \text{ km s}^{-1}$ , soit 40% plus importante que celle estimée à partir de données ESPaDOnS (Donati et al., 2014), ce qui reflète probablement une évolution significative de la distribution de taches à la surface de l'étoile générant maintenant un signal d'activité en VR plus important (puisque l'on s'attend *a priori* à ce que le signal d'activité en VR soit moins fort dans l'IR que dans le visible; Mahmud et al. 2011; Crockett et al. 2012).

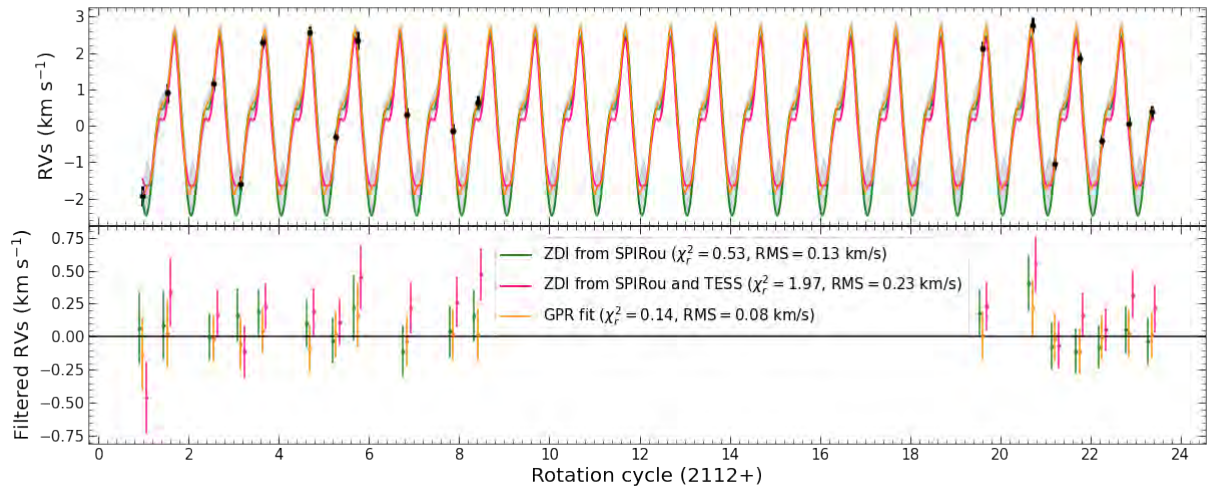
De plus, on constate que les barres d'erreur sur les mesures obtenues avec SPIRou, déduites du bruit de photon ( $180 \text{ m s}^{-1}$  et  $150 \text{ m s}^{-1}$  pour V410 Tau et LkCa 4, respectivement), sont environ 2.5 fois plus grandes que celles estimées dans le domaine visible. Ceci reflète principalement que la profondeur des raies spectrales de ces étoiles est plus faible dans l'IR proche que dans le visible (*e.g.* d'un facteur  $\sim 3.5$  pour LkCa 4), alors que le SNR reste à peu près similaire dans les profils LSD Stokes  $I$ .

### 3.5.2 Filtrage de l'activité

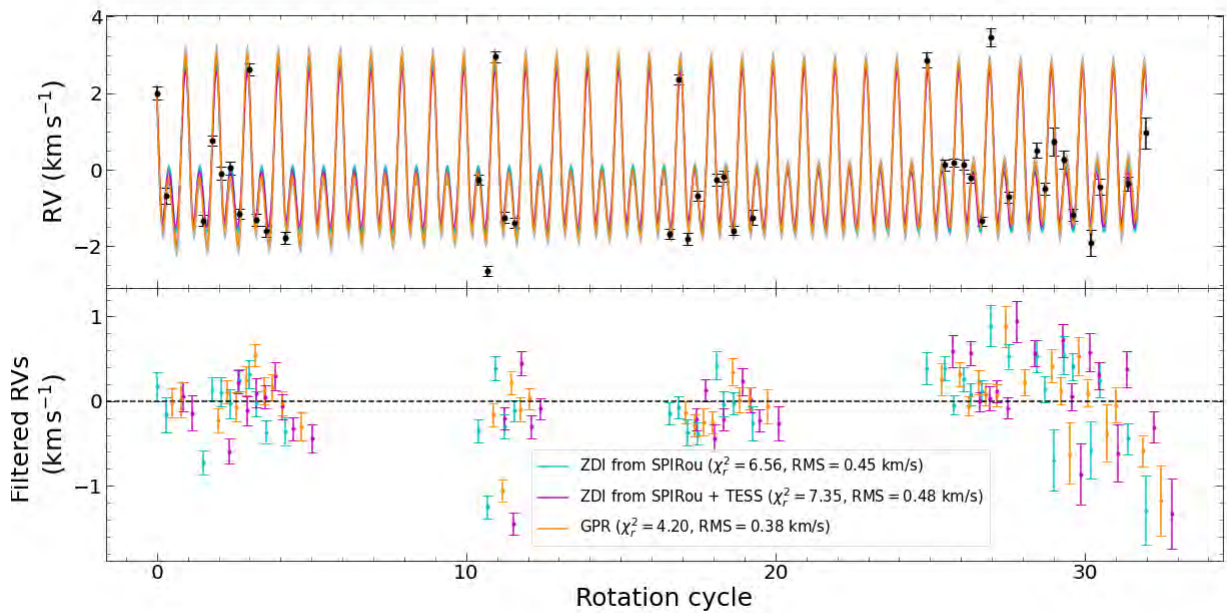
#### V410 Tau

Le modèle basé sur la reconstruction ZDI de la brillance en utilisant seulement les données SPIRou est capable d'ajuster les VRs brutes à  $\chi_r^2 = 0.53$  et permet d'obtenir une dispersion des VRs filtrées de  $0.13 \text{ km s}^{-1}$  soit 25% plus petite que celle typiquement observée par Yu et al. (2019). Cela prouve que notre méthode tomographique est capable de reproduire fidèlement les fluctuations vélocimétriques engendrées par les inhomogénéités à la surface de l'étoile, ce qui confirme que la surface n'a que peu évolué au cours des observations (ZDI repose sur l'hypothèse d'une distribution de taches statique). Lorsque la photométrie TESS est ajoutée dans le processus d'imagerie, on constate que les VRs brutes sont moins bien modélisées ( $\chi_r^2 = 1.97$  et dispersion des vitesses filtrées de  $0.23 \text{ km s}^{-1}$ ). On en déduit donc que les données photométriques et spectroscopiques ne reflètent pas les mêmes distributions de brillance (*e.g.* tache polaire), ou qu'il n'est pas possible de simplement utiliser la loi de Planck pour convertir les brillances observées dans une bande vers une autre. Enfin, l'utilisation d'un GP permet d'augmenter la flexibilité du modèle et d'obtenir une dispersion des VRs filtrées de  $0.08 \text{ km s}^{-1}$ , similaire aux résultats obtenus par Yu et al. (2019) en utilisant cette même méthode. Il faut noter que dans le cas de V410 Tau, nous ne disposons que de peu d'observations, et c'est pourquoi nous avons décidé de fixer le temps de décroissance exponentielle à 115 d (valeur trouvée par TESS) et le paramètre de lissage à 0.25 (valeur de Yu et al. 2019) pour modéliser les VRs avec un GP. Enfin, la valeur du paramètre de bruit non corrélé excédentaire est compatible avec 0, indiquant que nos mesures sont essentiellement limitées par le bruit de photon.





(a) V410 Tau



(b) LkCa 4

FIGURE 3.11 – Vitesses radiales de V410 Tau (panneau (a)) et LkCa 4 (panneau (b)). *Panneau (a)* : Dans le premier panneau, les modèles issus des reconstructions ZDI sont montrés en vert (données SPIRou seules) et magenta (données SPIRou et TESS) tandis que celui correspondant à la GPR est en orange. Les VRs filtrées sont montrées dans le second panneau et ont une dispersion RMS égale à 0.13, 0.23, et 0.08 km s<sup>-1</sup> pour les 3 modèles utilisés, respectivement. *Panneau (b)* : Le modèle correspondant à la reconstruction ZDI n'incluant que les données SPIRou est en cyan, tandis que celui prenant en compte les données TESS est en magenta. La GPR est illustrée en orange. Les résidus montrent une dispersion RMS égale à 0.45, 0.48 et 0.38 km s<sup>-1</sup> pour les 3 modèles utilisés, respectivement. Dans les deux graphiques, les VRs filtrées obtenues à partir des différents modèles sont légèrement décalées selon l'axe horizontal à des fins de clarté.

## LkCa 4

Contrairement au cas précédent, les deux modèles issus de la reconstruction de la brillance avec ZDI (incluant ou non les données TESS) mènent à des résultats très similaires. En effet, lorsque seules les données SPIRou sont utilisées, les VRs filtrées ont une dispersion de  $0.45 \text{ km s}^{-1}$  tandis qu'en incluant la photométrie la dispersion observée augmente légèrement à  $0.48 \text{ km s}^{-1}$ . Ce résultat semble suggérer, qu'à l'inverse de V410 Tau, les deux types de données reflètent la majeure partie des structures à l'origine des variations de VR.

Comme attendu, le GP permet d'améliorer le filtrage de nos VRs grâce à sa flexibilité. La dispersion des VRs filtrées reste néanmoins élevée ( $0.38 \text{ km s}^{-1}$ ) et supérieure à l'erreur sur nos mesures. En effet, le GP conclut qu'il existe un bruit non corrélé en excès de  $0.37 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$  montrant que nos barres d'erreur semblent sous-estimées car elles n'incluent pas la contribution de la variabilité intrinsèque probablement induite par l'activité stellaire. En prenant en compte ce terme, l'incertitude typique sur les mesures est alors de l'ordre de  $400 \text{ m s}^{-1}$ , cohérente avec la dispersion observée. Cela montre donc que l'ensemble de nos modèles permet de reproduire le signal d'activité stellaire au bruit près et que la surface n'a quasiment pas évolué au cours des observations entre Octobre 2021 et Janvier 2022<sup>7</sup>.

Toutefois la dispersion des VRs filtrées obtenues à partir de ces 3 modèles est environ 12 à 16 fois plus petite que l'amplitude pic-à-pic des VRs brutes. On constate alors que notre filtrage s'avère moins efficace que celui de [Donati et al. \(2014\)](#), bien que les méthodes utilisées soient similaires<sup>8</sup>. On suspecte que cette différence provient essentiellement de (i) l'évolution de la distribution des taches à la surface de l'étoile entre les deux époques et (ii) la variabilité intrinsèque, due à l'activité stellaire, plus importante dans les données collectées avec SPIRou.

### 3.5.3 Estimation de la masse maximale d'une planète détectable avec nos données

Pour les deux étoiles étudiées dans cette thèse, le filtrage des signaux de VR induits par l'activité stellaire ne fait apparaître aucune signature potentielle de planète massive en orbite resserrée (Jupiter chaud), comme déjà suggéré par les études précédentes. En effet, aucun pic significatif n'apparaît dans les périodogrammes des VRs filtrées, quelque soit le modèle. Cela peut toutefois impliquer que s'il existe une planète, elle n'est pas assez massive pour engendrer un signal détectable dans nos données. On peut toutefois estimer la limite supérieure de la masse d'une potentielle planète pouvant être détectée à partir de jeux de données similaires aux nôtres.

J'ai donc simulé des courbes de VR composées d'un signal d'activité stellaire (issu des GPRs précédentes) et d'un signal induit par la présence d'une planète en orbite circulaire (pour différentes masses et distance à l'étoile). Pour chacune des courbes, j'ai créé plusieurs jeux de données en utilisant le même échantillonnage que nos observations réelles et en ajoutant un bruit blanc similaire à celui estimé sur nos mesures (*i.e.*  $400 \text{ m s}^{-1}$  pour LkCa 4 et  $180 \text{ m s}^{-1}$  pour V410 Tau) pour différentes réalisations du bruit.

7. Le temps de décroissance exponentielle du GP, égal à  $262 \pm 85 \text{ d}$ , confirme la faible évolution de LkCa 4.

8. Le rapport entre l'amplitude pic-à-pic et le RMS des VRs filtrées atteint 78 dans l'étude de [Donati et al. \(2014\)](#).

J'ai utilisé deux GPRs pour modéliser chacun des jeux de données. La première régression correspond à un modèle d'activité stellaire seule (section 2.3.2.1), noté  $\mathcal{M}_0$ , tandis que la seconde est associée à un modèle incluant à la fois l'activité et une planète en orbite circulaire de période supposée connue (section 2.3.2.2), noté  $\mathcal{M}_1$ .

Afin de comparer les deux modèles et de quantifier si la planète est effectivement détectée à partir du jeu de données  $\mathbf{V}_r$ , on calcule le rapport de chances (ou *odds ratio*; voir Díaz et al. 2014 pour une description plus détaillée) postérieur exprimé par :

$$\frac{p(\mathcal{M}_1|\mathbf{V}_r)}{p(\mathcal{M}_0|\mathbf{V}_r)} = \frac{p(\mathcal{M}_1) p(\mathbf{V}_r|\mathcal{M}_1)}{p(\mathcal{M}_0) p(\mathbf{V}_r|\mathcal{M}_0)} \quad (3.5)$$

où  $\frac{p(\mathcal{M}_1)}{p(\mathcal{M}_0)}$  représente le rapport de chances *a priori* (égal à 1 dans nos cas) et  $\frac{p(\mathbf{V}_r|\mathcal{M}_1)}{p(\mathbf{V}_r|\mathcal{M}_0)}$  est le facteur de Bayes, défini comme le rapport des vraisemblances marginales. En notant  $\pi(\boldsymbol{\theta}|\mathcal{M}_i)$  la probabilité *a priori* sur les paramètres  $\boldsymbol{\theta}$  du GP pour le modèle  $\mathcal{M}_i$ , on peut alors écrire la vraisemblance marginale :

$$p(\mathbf{V}_r|\mathcal{M}_i) = \int_{\boldsymbol{\theta}} \pi(\boldsymbol{\theta}|\mathcal{M}_i) p(\mathbf{V}_r|\boldsymbol{\theta}, \mathcal{M}_i) d\boldsymbol{\theta} \quad (3.6)$$

Afin de calculer ces vraisemblances marginales, j'ai utilisé la méthode décrite par Chib & Jeliazkov (2001) basée sur l'utilisation d'un MCMC pour échantillonner les paramètres  $\boldsymbol{\theta}$ . Jeffreys (1961) et Kass & Raftery (1995) indiquent que le modèle  $\mathcal{M}_1$  est favorisé par rapport au modèle  $\mathcal{M}_0$ , *i.e.* une planète est détectée de manière fiable, si le facteur de Bayes est supérieur à 150 (5 en échelle logarithmique). Afin d'être confiant quant à une potentielle détection, on a considéré, comme Yu et al. (2019), qu'une planète est effectivement détectée (*i.e.* niveau de détection supérieur à  $3\sigma$ ) si le facteur de Bayes est supérieur ou égal à 10 en échelle logarithmique (*i.e.* une différence de vraisemblances marginales logarithmiques de 10).

Concernant V410 Tau, cette méthode nous permet d'indiquer que nos observations nous permettraient de détecter seulement des planètes dont la masse est supérieure à  $5 M_{\text{jup}}$  pour une distance à l'étoile inférieure à 0.09 ua. Cette valeur limite est cohérente avec celle de Yu et al. (2019) bien que 5 fois plus grande, ce qui s'explique en grande partie par notre échantillonnage très peu dense (seulement 18 mesures de VR réparties sur un mois et demi).

Le bruit imposé, notamment à cause de la variabilité intrinsèque due à l'activité stellaire, limite fortement notre détection d'une potentielle planète autour de LkCa 4. En effet, la masse limite pouvant être détectée autour de cette étoile avec un jeu de données similaire au nôtre est de  $4.3 M_{\text{jup}}$  pour une distance inférieure à 0.1 ua (*i.e.* une période égale à 13 d). Cela correspond typiquement à une semi-amplitude du signal en VR de  $440 \text{ m s}^{-1}$  supérieure aux premières estimations prédites par Donati et al. (2014), qui supposait toutefois un bruit plus de 6 fois inférieur. On constate néanmoins qu'en utilisant un bruit de  $150 \text{ m s}^{-1}$  (*i.e.* bruit de photon seul) la limite maximale sur la masse d'une potentielle planète est abaissée à  $1.6 M_{\text{jup}}$  à 0.1 ua, associée à une signature de semi-amplitude égale à  $165 \text{ m s}^{-1}$ , correspondant à la limite estimée par Donati et al. (2014), bien que notre bruit supposé reste 3 fois supérieur. Toutefois, il faut noter que le seuil de détection de ces auteurs est fortement contraint par l'intervalle de temps simulé, environ 8 fois plus court que le nôtre ( $\sim 13$  d avec ESPaDOnS contre 108 d avec SPIRou).

## 3.6 Activité chromosphérique

La plupart des résultats précédents (excepté ceux incluant la photométrie TESS) ont permis de confirmer ceux obtenus à partir de données collectées dans le visible, mais également d'étudier l'influence du domaine de longueur d'onde sur l'analyse de l'activité stellaire et du champ magnétique.

Dans le domaine visible, plusieurs raies ont pu être clairement identifiées comme des traceurs de l'activité stellaire (*e.g.* H $\alpha$ , Ca II H & K) mais encore peu sont reconnues dans le domaine IR proche. Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'étude de 3 raies spécifiques de l'IR proche contenant potentiellement une information sur l'activité stellaire : le triplet d'hélium I (He I) à 1083 nm (reflétant notamment les processus d'accrétion et d'éjection dans les cTTSs; [Edwards et al. 2006](#); [Fischer et al. 2008](#)), et les raies d'hydrogène Paschen  $\beta$  (Pa $\beta$ ) à 1282 nm et Brackett  $\gamma$  (Br $\gamma$ ) à 2165 nm.

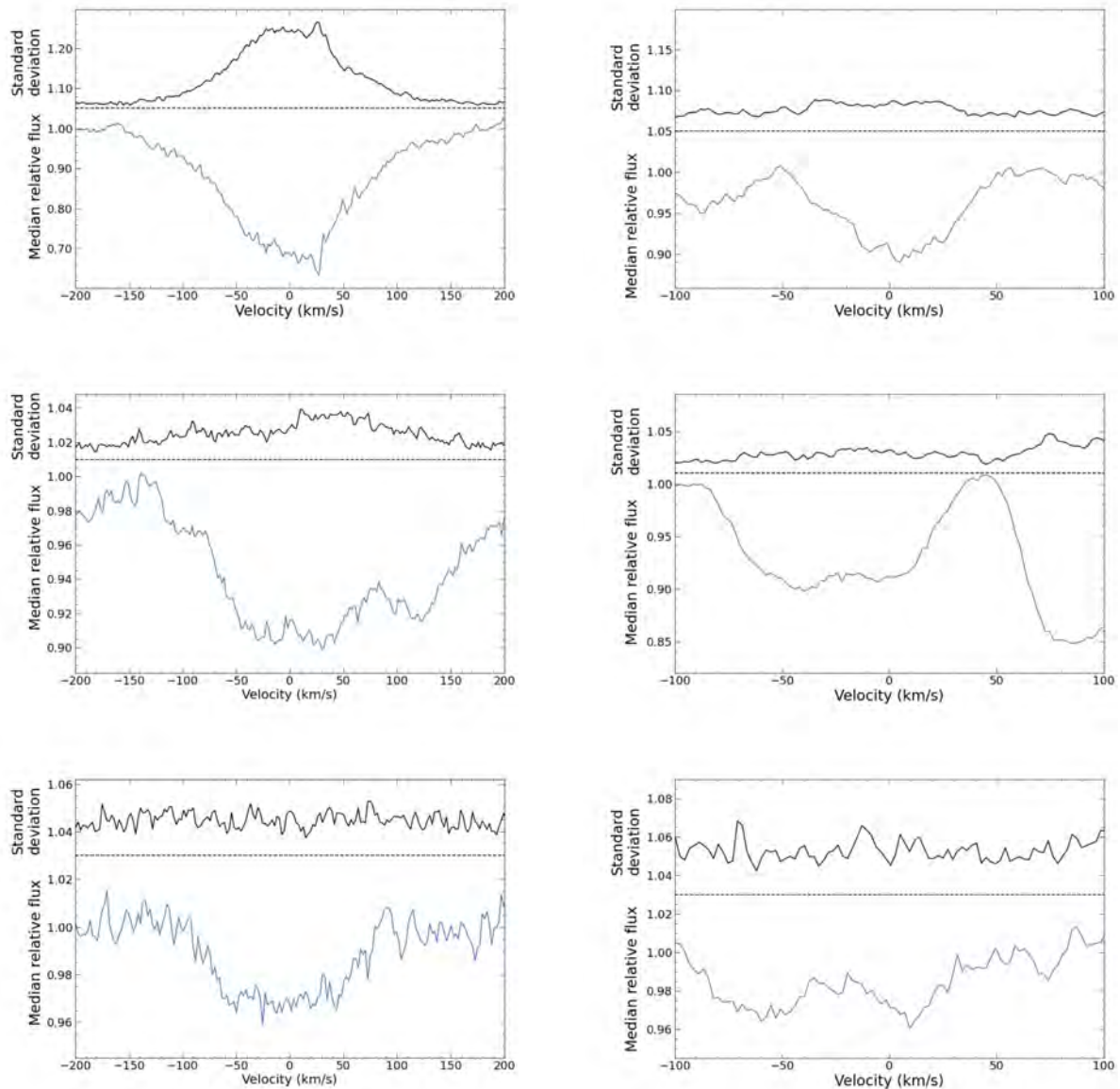
À l'heure actuelle, il n'y a que peu d'études sur le comportement de ces raies dans les wTTSs. Nos deux études ont donc pour objectif de regarder en détail ces raies pour pouvoir enrichir nos connaissances à ce sujet.

### 3.6.1 Méthode d'analyse

Après avoir identifié et mis de côté les potentielles observations affectées par un épisode éruptif (spectre fortement décalé vers le bleu, *e.g.* de 100 km s<sup>-1</sup> par rapport au référentiel stellaire au repos; flux dans les raies plus intense que les valeurs typiques), j'ai divisé les spectres Stokes  $I$  corrigés des raies telluriques restants par le spectre médian pour obtenir ce que l'on appellera dans la suite les "spectres résiduels" de chacune des raies. Les spectres médians des raies d'He I, Pa $\beta$  et Br $\gamma$  des deux étoiles sont montrés en [Fig. 3.12](#).

J'ai alors calculé un périodogramme 2D de ces spectres résiduels. Pour cela, j'utilise le module PYTHON PYASTRONOMY ([Czesla et al., 2019](#)) pour déterminer le périodogramme de Lomb-Scargle généralisé ([Zechmeister & Kürster, 2009](#)) de chaque intervalle de vitesse. En les représentant sous forme de cartes 2D, on peut alors identifier une potentielle modulation des points de chaque spectre résiduel.

En calculant la largeur équivalente de ces spectres résiduels (appelées Variations de Largeurs Équivalentes - VLEs - dans la suite), on intègre l'information contenue dans la raie ce qui permet de confirmer la périodicité observée au travers des périodogrammes 2D ou alors de révéler de manière plus significative une modulation qui n'apparaissait pas avant car le signal était dilué sur la largeur de la raie. De plus, les VLEs nous permettent de quantifier les variations d'absorption de la raie en fonction de la phase de rotation. En pratique, j'ai déterminé les VLEs à partir d'un ajustement Gaussien, pour lequel j'ai utilisé une fonction Gaussienne de largeur à mi-hauteur fixe (cohérente avec le profil médian des raies) et centrée sur le référentiel stellaire (immobile). On définit également ces VLEs de sorte qu'elles soient comptées négativement lorsque le spectre montre une absorption plus importante que le spectre médian. Il est important de noter qu'une valeur de VLE égale à 0 à une date spécifique indique simplement que le spectre observé est identique au spectre médian, il ne s'agit donc pas d'un défaut d'absorption. Pour chacune des raies étudiées, j'ai considéré que tous les points ont une barre d'erreur identique, quelle que soit l'observation, que j'estime à partir de la dispersion observée entre les différents spectres dans le continuum autour de la raie, *i.e.* la barre d'erreur ainsi obtenue reflète essentiellement le bruit de photon moyen. Toutefois, il



(a) V410 Tau

(b) LkCa 4

FIGURE 3.12 – Spectres médians des raies d’He I, Pa $\beta$  et Br $\gamma$  (de haut en bas) pour V410 Tau (panneau (a)) et LkCa 4 (panneau (b)). Sur chaque graphique, on montre la dispersion des spectres résiduels dans chaque intervalle de vitesse en trait plein noir. Pour des raisons de clarté, cette courbe est décalée vers le haut de 1.05, 1.01 et 1.03 pour l’He I, Pa $\beta$  et Br $\gamma$ , respectivement (le trait en pointillés montrant ainsi le niveau de variabilité nulle).



s'avère que les VLEs présentent des variations nettement plus importantes qu'attendues par ce bruit de photon seul. J'ai donc aussi estimé des barres d'erreur empiriques plus pessimistes (et probablement surestimées) permettant d'assurer  $\chi_r^2 = 1$  entre les mesures et un modèle périodique (ou constant pour Br $\gamma$  comme détaillé ci-dessous).

J'ai aussi calculé les matrices d'autocorrélation associées aux différentes raies étudiées à partir des spectres résiduels, ce qui permet de vérifier que l'on observe bien un signal et non simplement du bruit dans ces spectres résiduels. Le coefficient  $C_{ij}$  de la matrice, entre les intervalles de vitesse  $i$  et  $j$  a été défini selon :

$$C_{ij} = r_{ij} \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \quad (3.7)$$

où  $r_{ij}$  correspond au coefficient linéaire de Pearson (compris entre  $-1$  et  $1$ ) entre les deux intervalles de vitesse,  $\sigma_i$  et  $\sigma_j$  sont les écarts-types dans les intervalles de vitesse  $i$  et  $j$ , respectivement. Avec cette définition,  $C_{ij}$  n'est pas normalisé, ce qui permet de mettre en évidence l'importance relative des corrélations observées. Par exemple, une forte corrélation de Pearson (*i.e.*  $r_{ij} \sim 1$ ) associée à un faible niveau de variabilité (*i.e.*  $\sigma_i$  et  $\sigma_j$  proches du bruit de photon) sera moins mise en valeur qu'une forte corrélation liée à un niveau de variabilité important (*i.e.*  $\sigma_i$  et  $\sigma_j$  supérieurs au bruit de photon à cause d'un signal d'activité stellaire).

### 3.6.2 Comportement des raies dans les wTTSs

#### V410 Tau

Dans le cas de V410 Tau, les périodogrammes 2D des raies d'He I et Pa $\beta$  font ressortir une période proche de la période de rotation stellaire (ainsi que des alias associés) indiquant que ces raies sont modulées par la rotation avec un effet davantage marqué dans leur aile bleue.

De plus, l'évolution des VLEs des raies d'He I et de Pa $\beta$  montrent une modulation compatible avec la période de rotation stellaire (Fig. 3.13), confirmant les premiers résultats fournis par les périodogrammes 2D. En particulier, les variations de VLEs de l'He I peuvent être modélisées par un signal périodique incluant le fondamental et deux harmoniques tandis que celles associées à Pa $\beta$  peuvent être ajustées par un signal purement sinusoïdal. En utilisant les barres d'erreur empiriques (25 et 3 pm, soit environ 12.5 et 3 fois plus grandes que celles déduites du bruit de photon moyen, pour l'He I et Pa $\beta$ , respectivement), on estime une probabilité inférieure à  $4 \times 10^{-6}$  que la modulation observée pour ces deux raies soit spurieuse, prouvant ainsi que nous détectons une périodicité significative. Pour les deux raies, on constate une absorption accrue aux alentours des phases 0.4–0.6, alors qu'on s'attendrait à l'observer lors du passage du pôle magnétique devant la ligne de visée de l'observateur (phase 0.7) par analogie aux trous coronaux observés sur le Soleil (plus sombres dans les régions de lignes de champ ouvertes). Toutefois, la topologie magnétique de V410 Tau est plus complexe qu'un simple dipôle puisqu'elle présente notamment un champ toroïdal intense caractérisé par une forte composante azimutale au niveau de la région de lignes de champ ouvertes (*i.e.* phase 0.7). Une autre option envisageable pour expliquer l'absorption accrue observée est le passage de protubérances, piégées dans des boucles coronales fermées, traversant le disque dans l'intervalle de phases 0.4–0.6, comme celles observées par Yu et al. (2019).

Les matrices d'autocorrélation des spectres résiduels des raies d'He I et Pa $\beta$  montrent des motifs spécifiques dont l'intensité est supérieure au niveau du bruit, reflétant donc l'activité



stellaire. En particulier, l'ensemble de la raie d'He I est corrélée avec elle-même indiquant que cette raie émerge probablement d'une unique région, à savoir la chromosphère stellaire. La matrice d'autocorrélation de Pa $\beta$  révèle une forme de damier de corrélation/anticorrélation suggérant que la largeur de la raie change avec la phase de rotation : la raie est plus large et moins profonde par moments puis plus étroite et plus profonde à d'autres. Enfin, la variabilité détectée dans ces matrices est plus prononcée dans l'aile bleue de ces raies (en accord avec le périodogramme 2D) ce qui peut suggérer la présence d'un vent stellaire.

La raie de Br $\gamma$  quant à elle ne semble pas contenir d'information concernant l'activité stellaire de V410 Tau puisque ni le périodogramme 2D associé ni les VLEs ne montrent une périodicité (et peuvent être considérées comme constantes égales à  $\sim 0$ ). De plus, la matrice d'autocorrélation ne présente aucun motif particulier, indiquant que l'ensemble de la raie n'a pas une variabilité plus importante que le niveau du bruit.

#### LkCa 4

La même analyse pour LkCa 4 montre que les raies d'He I et Pa $\beta$  contiennent là aussi un signal lié à l'activité stellaire. Toutefois, le comportement de ces raies semble différer de celui observé pour V410 Tau.

Les périodogrammes 2D de ces deux raies font ressortir une période proche de la période de rotation de l'étoile, mais également une période égale à la moitié de la période de rotation pour la raie Pa $\beta$ . Les VLEs confirment ces observations puisque celles associées à l'He I peuvent être modélisées par un signal purement sinusoïdal, tandis que celles correspondantes à Pa $\beta$  sont mieux ajustées avec un signal périodique impliquant la période fondamentale et le premier harmonique (Fig. 3.13). À partir de ces modèles, on détermine des barres d'erreur empiriques sur les VLEs égales à 5.4 et 1.9 pm (*i.e.* 1.7 et 2.4 fois plus grandes que celles estimées du bruit de photon moyen). La probabilité que ces modulations soient spurieuses est alors égale à 0.15 et  $10^{-8}$  pour l'He I et Pa $\beta$ , respectivement. La modulation de la raie Pa $\beta$  est donc bien plus significative que celle de l'He I, ce qui est opposé aux observations réalisées sur V410 Tau. De plus, les courbes des VLEs, phasées sur la période de rotation, montrent une absorption accrue de la raie d'He I aux alentours de la phase 0.4, légèrement avant le passage du pôle magnétique face à la ligne de visée. L'absorption accrue de la raie Pa $\beta$  est, quant à elle, déphasée par rapport à celle de l'He I et peut être associée à l'absorption de matériau transporté par un vent le long des lignes de champ ouvertes quand le pôle du dipôle magnétique est incliné vers l'observateur (phase 0.3). Ces résultats suggèrent donc que les raies d'He I et Pa $\beta$  réagissent différemment au champ magnétique et à l'activité stellaire pour cette étoile, et plus généralement pour différentes wTTSs. Quant à la raie Br $\gamma$ , il s'avère qu'elle ne contient aucun signal lié à l'activité de LkCa 4, similairement à V410 Tau.

Enfin, les matrices d'autocorrélation des trois raies ne montrent pas de motifs aussi distincts que pour V410 Tau. Pour l'He I et Pa $\beta$ , l'ensemble de la raie semble corrélé avec elle-même tandis que la matrice d'autocorrélation de Br $\gamma$  ne montre aucun signal supérieur au bruit, confirmant que cette raie ne contient pas de signal d'activité stellaire (les VLEs associées sont également constantes égales à  $\sim 0$ ).

Davantage d'observations dans l'IR proche sont nécessaires afin d'approfondir les recherches et comprendre s'il existe ou non des tendances générales dans le comportement de ces 3 raies face à la topologie magnétique et à l'activité stellaire des wTTSs actives.

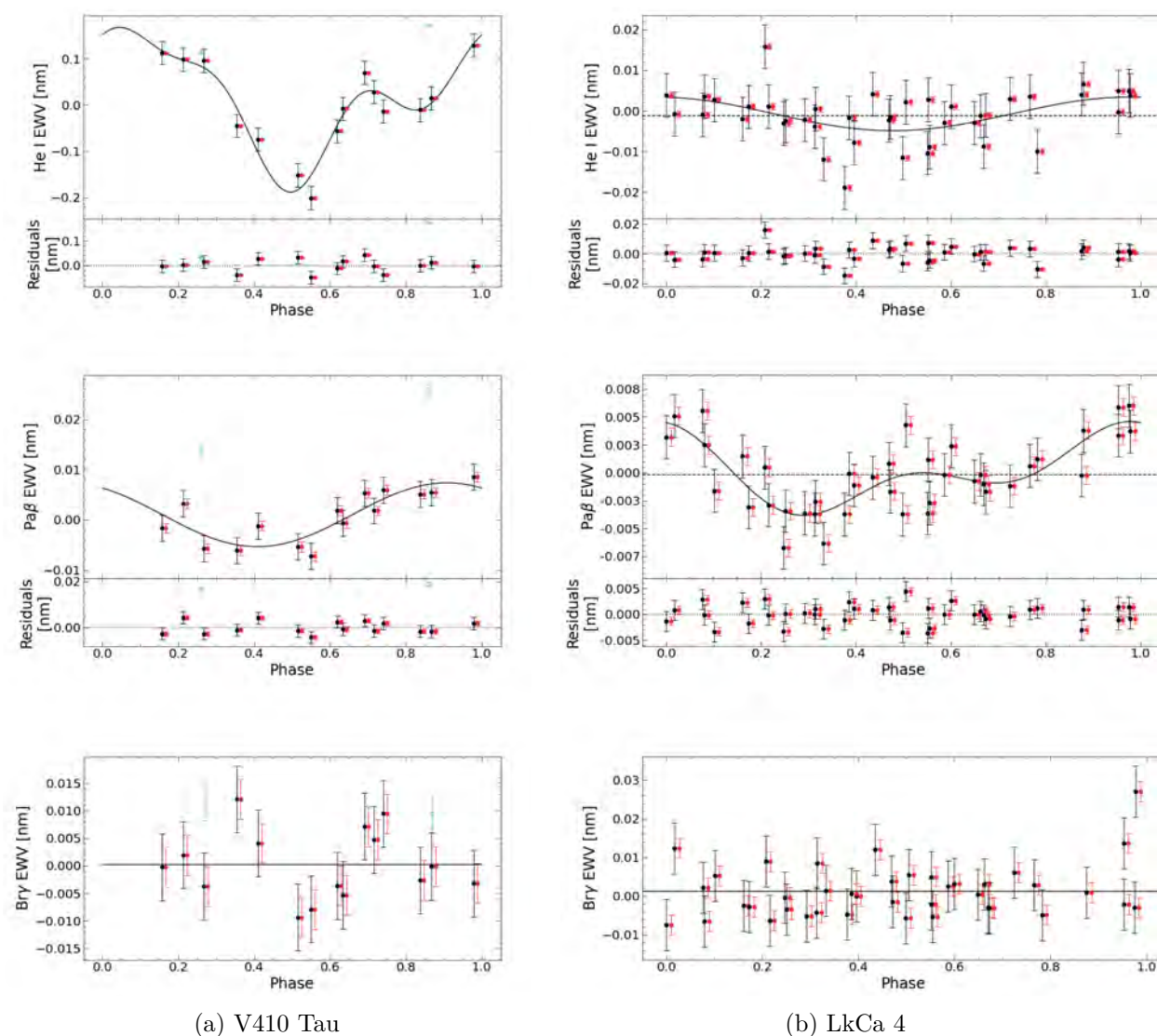


FIGURE 3.13 – VLEs en fonction de la phase de rotation pour les raies d’He I (première ligne), Pa $\beta$  (seconde ligne) et Br $\gamma$  (dernière ligne) pour V410 Tau (panneau (a)) et LkCa 4 (panneau (b)). Les VLEs mesurées sont montrées avec leurs incertitudes empiriques (noir) et estimées du bruit de photon moyen (rouge ; légèrement décalées selon l’axe horizontal pour des soucis de clarté). On montre les modèles périodiques (pour l’He I et Pa $\beta$ ) ou constant (Br $\gamma$ ) en trait plein. Les résidus entre les mesures et les modèles pour les deux premières raies sont indiqués dans le panneau bas. Dans le cas de V410 Tau, une observation a été affectée par un épisode éruptif et a donc été retirée pour cette étude. Deux autres observations ont également été affectés par cette éruption et n’ont pas été pris en compte pour l’ajustement du modèle périodique, elles sont représentées par un symbole de couleur cyan.

# 4 | Imagerie d'un champ magnétique variable dans le temps

## Sommaire

---

<b>4.1 Représentations parcimonieuses</b>	<b>88</b>
<b>4.2 Description de la méthode TIMeS</b>	<b>91</b>
4.2.1 Description du champ magnétique	91
4.2.2 Vue générale	91
4.2.3 Étapes préliminaires	92
4.2.3.1 Création d'une base de données de profils Stokes $V$	92
4.2.3.2 Détermination du temps caractéristique des régions magnétiques	92
4.2.4 Processus général	93
4.2.4.1 Sélection des modes	93
4.2.4.2 Modélisation de la dépendance temporelle avec des processus Gaussiens	96
4.2.4.3 Obtention des profils synthétiques et des cartes magnétiques associées	99
<b>4.3 Simulations basiques</b>	<b>99</b>
4.3.1 Champ purement poloïdal	100
4.3.2 Champ purement toroïdal	101
4.3.3 Champ poloïdal et toroïdal	101
<b>4.4 Performances de la méthode</b>	<b>101</b>
4.4.1 Paramètres stellaires	103
4.4.2 Champ magnétique plus complexe	107
4.4.3 Observations	108
4.4.4 Paramètres internes	113

---

*L* A technique d'imagerie Zeeman-Doppler a été beaucoup utilisée au cours des deux dernières décennies pour caractériser les champs magnétiques des étoiles de faible masse et représente donc un véritable atout pour l'étude de ces champs. Cette méthode a toutefois une limite majeure : elle repose sur l'hypothèse que le champ magnétique et la distribution de taches restent statiques (ou seulement soumis à la rotation différentielle) pendant toute la durée de la campagne d'observation. Les champs magnétiques stellaires étant intrinsèquement variables, sur des échelles de temps pouvant être plus courtes que la durée des

observations, les utilisateurs de ZDI se voient dans l'obligation de diviser leur jeu de données en sous-ensembles sur lesquels l'hypothèse d'un champ statique reste vérifiée (*e.g.* Donati et al. 2017; Yu et al. 2019). Afin d'éviter cela, Yu et al. (2019) ont considéré un modèle linéaire pour la variation de la brillance relative (logarithmique) en fonction du temps, ce qui n'a pas permis d'améliorer significativement les résultats obtenus avec la version classique de ZDI. D'autres modèles plus performants et plus complexes sont donc requis pour pouvoir réellement modéliser la dépendance temporelle de la brillance et du champ magnétique à la surface de l'étoile. Ce chapitre présente la nouvelle méthode, appelée *Time-dependent Imaging of Magnetic Stars* (TIMeS) que j'ai développée au cours de cette thèse, qui permet de modéliser la variabilité intrinsèque du champ magnétique à grande échelle à la surface des étoiles. En particulier, après avoir introduit quelques concepts sur les représentations parcimonieuses en section 4.1, les différentes étapes de la méthode sont décrites en section 4.2 tandis que les sections 4.3 et 4.4 présentent les résultats obtenus en appliquant TIMeS sur des données simulées ainsi que les performances de cette méthode, respectivement. L'ensemble de la méthode et de ses performances est discuté en détail dans Finociety & Donati (2022). L'article est consultable en Annexe C.

## 4.1 Représentations parcimonieuses

Avant de décrire la méthode en détail, il est nécessaire d'introduire le concept de parcimonie. L'idée des méthodes parcimonieuses est de déterminer le modèle le plus simple possible permettant de représenter les données observées, à l'instar du principe du maximum d'entropie (*cf.* section 2.2). Contrairement au principe du maximum d'entropie où la solution trouvée doit maximiser une quantité définie par l'utilisateur et décrivant la quantité d'information reconstruite (entropie), les méthodes parcimonieuses cherchent à trouver la solution d'un système linéaire dégénéré présentant une norme minimale (ce qui revient généralement à chercher la solution ayant le moins de coefficients non nuls possibles). Notant  $\mathbf{A}$  le dictionnaire et  $\mathbf{B}$  les données observées, le problème de parcimonie s'écrit, dans un cas sans bruit :

$$\text{minimiser } \|\mathbf{X}\|_0 \text{ t.q. } \mathbf{AX} = \mathbf{B} \quad (4.1)$$

où  $\|\mathbf{X}\|_0$  représente la norme  $L_0$  du vecteur  $\mathbf{X}$  égale au nombre d'éléments non nuls dans ce vecteur. Prenant en compte un bruit sur les données observées, le problème peut être modifié de la manière suivante :

$$\text{minimiser } \|\mathbf{X}\|_0 \text{ t.q. } \|\mathbf{AX} - \mathbf{B}\|_2 \leq \epsilon \quad (4.2)$$

où  $\|\cdot\|_2$  représente la norme euclidienne. Le problème revient donc à chercher la plus simple combinaison linéaire des colonnes de  $\mathbf{A}$  telle que la distance entre ce modèle et les données soit inférieure à une quantité  $\epsilon$ .

Toutefois, il n'existe pas d'algorithme rapide permettant de trouver une solution à coup sûr de ce problème, dont la résolution dépend fortement du dictionnaire  $\mathbf{A}$  (Ge et al., 2011). Lorsque le dictionnaire est bien connu, des méthodes comme "*Matching Pursuit*" (Mallat & Zhang, 1993) ou "*Orthogonal Matching Pursuit*" (Pati et al., 1993) peuvent permettre de trouver une solution, mais il arrive fréquemment que celle-ci soit seulement un minimum

local, *i.e.* une solution "parasite" (*cf.* Chapitre 2 de Hara 2017 pour une discussion plus complète).

Afin de pallier cette difficulté, le problème initial peut être modifié en remplaçant la norme  $L_0$  par une norme  $L_p$  définie par :

$$L_p : \|\mathbf{X}\|_p = \left( \sum_i |X_i|^p \right)^{1/p}$$

où  $X_i$ ,  $1 \leq i \leq n$ , sont les composantes du vecteur  $\mathbf{X}$ .

En particulier, en utilisant la norme  $L_1$ , la situation est telle qu'il n'existe plus de minima locaux, mais seulement un minimum global. De plus, la norme  $L_1$  est souvent préférée à une norme  $L_p$  ( $p \geq 2$ ) car elle améliore la parcimonie, dans le sens où davantage de composantes du vecteur solution  $\mathbf{X}$  sont nuls. Pour illustrer cela, prenons l'exemple d'un cas simple où l'on souhaite minimiser  $\mathbf{X}$  tel que :

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} 0.5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = 1 \Leftrightarrow 0.5 X_1 + X_2 = 1 \quad (4.3)$$

Dans un plan  $(X_1, X_2)$ , on peut tracer la droite  $X_2 = 1 - 0.5 X_1$ , ainsi que les contours de norme minimale constante pour  $p = 1, 2$ , vérifiant l'équation ci-dessus. L'intersection de la droite avec ces contours nous donne les valeurs des composantes de  $\mathbf{X}$ . La Figure 4.1 montre ainsi que la solution minimisant la norme  $L_1$  ne sélectionne qu'un coefficient non nul (étoile rouge), tandis que celle minimisant la norme  $L_2$  privilégie deux coefficients non nuls (étoile bleue).

L'utilisation de la norme  $L_1$  au lieu de la norme  $L_0$  mène à un problème communément appelé "*Basis Pursuit*" (BP ; Eq. (4.4)), ou "*Basis Pursuit Denoising*" (BPDN ; Eq. (4.5)) en présence de bruit sur les données (Chen et al., 1998), s'exprimant par :

$$\text{minimiser } \|\mathbf{X}\|_1 \text{ t.q. } \mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B} \quad (4.4)$$

$$\text{minimiser } \|\mathbf{X}\|_1 \text{ t.q. } \|\mathbf{A}\mathbf{X} - \mathbf{B}\|_2 \leq \epsilon \quad (4.5)$$

On peut généraliser la formulation de ce problème en introduisant une matrice diagonale  $\mathbf{W}$  contenant l'inverse des erreurs sur chaque point de donnée. Ainsi, le problème (4.5) devient :

$$\text{minimiser } \|\mathbf{X}\|_1 \text{ t.q. } \|\mathbf{W}(\mathbf{A}\mathbf{X} - \mathbf{B})\|_2 \leq \tau \quad (4.6)$$

où  $\tau^2$  est une tolérance qui représente le niveau de  $\chi^2$  auquel on souhaite ajuster les données (*i.e.*  $\tau^2$  doit être proche du nombre de points de données).

Afin de résoudre les problèmes de type BPDN, plusieurs algorithmes existent comme SPGL1 (van den Berg & Friedlander, 2009), NESTA (Becker et al., 2011) ou  $\ell_1$ -magic (Candes & Romberg, 2005) (voir Chapitre 2 de Hara 2017 discutant des avantages et inconvénients de ces algorithmes). Dans la suite, nous utiliserons seulement l'algorithme SPGL1<sup>1</sup> (van den Berg & Friedlander, 2009) qui s'est avéré efficace dans l'analyse de données en

1. Il faut toutefois noter que les colonnes de  $\mathbf{W}\mathbf{A}$  et  $\mathbf{W}\mathbf{B}$  nécessitent d'être normalisées afin que l'algorithme fonctionne de manière optimale.

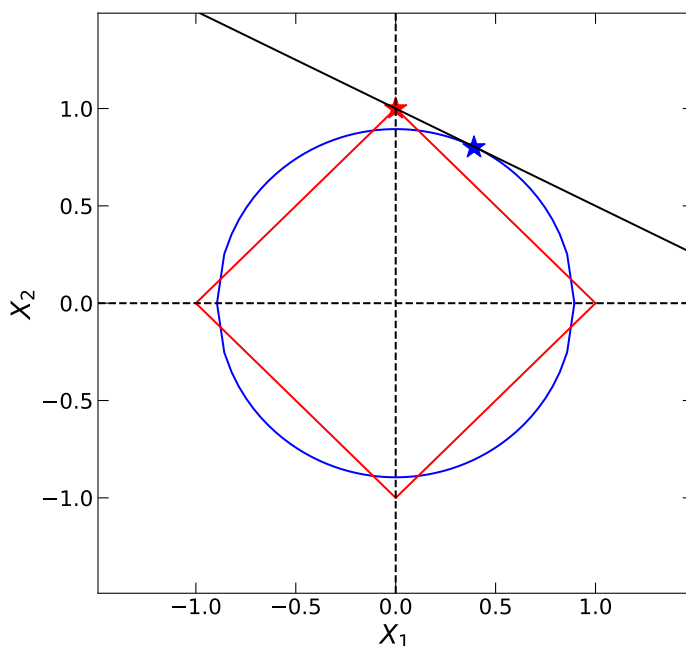


FIGURE 4.1 – Illustration du principe de parcimonie pour résoudre  $0.5 X_1 + X_2 = 1$ , avec deux normes différentes. La droite d'équation  $X_2 = 1 - 0.5 X_1$  est tracée en noir. Les étoiles marquent les solutions solvant le problème et minimisant la norme  $L_1$  (rouge) ou  $L_2$  (bleue) du vecteur solution tandis que les contours associés correspondent à l'ensemble des coordonnées ayant la même norme (*i.e.* boules de norme constante).

VR par le passé (Hara et al., 2017) et qui nous a permis d'obtenir de bons résultats lors de simulations relatives à la méthode qui sera décrite dans la suite de ce Chapitre<sup>2</sup>.

Trouver la solution d'un problème BPDN avec SPGL1 consiste en la résolution d'une série de problèmes LASSO (*Least Absolute Shrinkage and Selection Operator*; Eq. (4.7); Tibshirani 1996), très proches du problème initial.

$$\text{minimiser } \|\mathbf{A}\mathbf{X} - \mathbf{B}\|_2 \text{ t.q. } \|\mathbf{X}\|_1 \leq \nu \quad (4.7)$$

À chaque itération, la solution du problème LASSO donne une indication sur la façon d'optimiser  $\nu$  permettant ainsi à la prochaine solution de se rapprocher de celle correspondant au problème BPDN initial. La résolution des différents problèmes LASSO repose sur l'utilisation de gradients spectraux projetés, introduits par Birgin et al. (2000).

2. J'ai également testé une seconde méthode pour résoudre le problème BPDN, l'algorithme LARS (*Least-Angle Regression*; Efron et al. 2004), qui donne des résultats similaires, mais qui est jugé moins stable.



## 4.2 Description de la méthode TIMeS

### 4.2.1 Description du champ magnétique

Pour décrire le champ magnétique, on utilise les mêmes équations que celles présentées pour ZDI (section 2.2). Afin de clarifier le propos qui suit sur la description de la méthode, et pour rappeler les notations, ces équations sont notées ci-dessous :

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) \right\} \\ B_\theta(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) Z_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} X_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \\ B_\phi(\theta, \phi) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [-(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) X_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} Z_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \end{cases} \quad (4.8)$$

avec

$$\begin{cases} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell,m}(\cos \theta) e^{im\phi} \\ X_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \phi} \\ Z_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \end{cases} \quad (4.9)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  représentent la colatitute et la longitude à la surface de l'étoile.  $Y_{\ell,m}(\theta, \phi)$  est le mode d'harmonique sphérique de degré  $\ell$  et d'ordre  $m$  tandis que le polynôme de Legendre associé est noté  $P_{\ell,m}(\cos \theta)$ . Le champ magnétique peut être décomposé en une partie poloïdale, représentée par les coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\beta_{\ell,m}$  (ce dernier représentant une contribution additionnelle aux champs méridien et azimuthal ne pouvant être décrite par les coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  seuls) et une partie toroïdale, complètement décrite par les coefficients  $\gamma_{\ell,m}$ .

Dans la suite de ce chapitre, on appellera "mode" soit la partie réelle soit la partie imaginaire d'un des coefficients complexes  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  ou  $\gamma_{\ell,m}$ . Ainsi, un "mode" ne correspondra pas directement au mode d'harmonique sphérique  $Y_{\ell,m}$ , mais sera toutefois relié à sa partie réelle ou imaginaire. De plus, la description du champ magnétique se limitera aux harmoniques sphériques de degré inférieur ou égal à  $\ell_{\max}$ , ce qui revient à utiliser  $N_{\text{modes}} = 3\ell_{\max}(\ell_{\max} + 2)$  modes pour caractériser la topologie magnétique.

### 4.2.2 Vue générale

Afin de rendre le propos le plus clair possible, on va commencer par décrire la méthode d'un point de vue global, ce qui permettra de détailler certains points par la suite.

L'objectif général de la méthode est de pouvoir reconstruire la topologie magnétique d'une étoile à partir d'une série de profils Stokes  $V$ , à l'instar de ZDI. Toutefois, la différence majeure est que la topologie magnétique reconstruite peut évoluer dans le temps, typiquement sous l'effet d'une variabilité intrinsèque. Alors que ZDI utilise le principe du maximum

d'entropie afin d'obtenir la carte magnétique contenant le moins d'information possible, la méthode que j'ai développée au cours de cette thèse, et nommée TIMeS, repose sur l'utilisation conjointe des représentations parcimonieuses et des GPs pour obtenir la topologie magnétique évolutive la plus simple possible.

TIMeS est une approche consistant en 2 grandes étapes, qui seront détaillées en section 4.2.4 :

1. Identification et sélection des modes utiles pour reproduire les données à l'aide des représentations parcimonieuses ;
2. Obtention de la dépendance temporelle de chacun des modes sélectionnés en utilisant un GP.

L'hypothèse de base sur laquelle repose TIMeS est qu'il existe une relation linéaire entre les profils Stokes  $V$  et les cartes magnétiques. Autrement dit, on suppose que les profils associés à une combinaison linéaire de cartes magnétiques sont égaux à la combinaison linéaire des profils associés aux cartes individuelles. Ainsi, cette méthode ne peut s'appliquer que pour des champs relativement faibles, ce qui sera discuté plus en profondeur en section 4.4.2. Dans ce cadre, à l'issue des deux étapes principales de la méthode on obtient directement un jeu de profils synthétiques ajustant les données et on peut facilement remonter à l'évolution temporelle des modes (coefficients  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$ ), *i.e.* à la topologie magnétique.

### 4.2.3 Étapes préliminaires

#### 4.2.3.1 Création d'une base de données de profils Stokes $V$

TIMeS reposant sur les méthodes parcimonieuses, il sera nécessaire d'avoir un dictionnaire au cours de la méthode. Afin de pouvoir construire plus facilement ce dictionnaire et de gagner du temps lors de l'utilisation de la méthode, on crée une base de données de profils Stokes  $V$  au préalable.

Pour cela, on calcule les profils Stokes  $V$  associés à chacun des modes ( $\ell \leq \ell_{\max}$ ) pour 1000 phases régulièrement espacées au cours d'une rotation. J'ai choisi arbitrairement de fixer l'intensité de chacun des modes à 1000 G. Ainsi, pour un mode donné, on remplace la partie réelle ou imaginaire du coefficient associé par une valeur  $p = 1000$  dans les équations décrivant le champ magnétique (Eq. (4.8)) pour avoir la topologie associée à ce mode précis. Ensuite, l'obtention des profils s'effectue de la même manière que pour ZDI, c'est-à-dire en divisant la surface de l'étoile en un maillage de plusieurs milliers de cellules puis en intégrant l'ensemble des profils locaux déterminés en utilisant la solution d'Unno-Rachkovsky (voir section 2.2.3.2 et Annexe A pour plus de détails).

Notons toutefois que cette base de données n'est pas universelle. Elle doit être adaptée aux observations et à l'étoile étudiée. En effet, le calcul des profils Stokes  $V$  fait intervenir plusieurs paramètres comme (i) l'inclinaison et le  $v \sin i$  de la cible, (ii) le coefficient de la loi linéaire d'assombrissement centre-bord  $\epsilon$ , (iii) le facteur de Landé, (iv) la longueur d'onde de la raie spectrale  $\lambda_0$  et (v) la résolution spectrale de l'instrument.

#### 4.2.3.2 Détermination du temps caractéristique des régions magnétiques

Lors de l'étape consistant à retrouver la dépendance temporelle de chaque mode, on utilisera un GP caractérisé par une fonction de covariance exponentielle carrée (voir section 2.3.1.3). J'ai décidé de fixer le temps de décroissance caractéristique à une unique valeur

$\theta_{B_\ell}$  pour tous les modes, ce qui permet de gagner en temps de calcul (moins de paramètres à déterminer) et d'éviter aussi une trop grande flexibilité de la méthode.

Pour estimer la valeur de  $\theta_{B_\ell}$ , on considère les profils Stokes  $V$  observés (*i.e.* les données à inverser). On calcule le champ longitudinal associé à chaque profil puis on modélise ces mesures en utilisant un GP quasi-périodique dont les 4 hyperparamètres (amplitude, temps de décroissance exponentielle, temps de récurrence et paramètre de lissage ; voir section 2.3.1.3) sont déduits par maximisation de la fonction de vraisemblance définie en Eq. (2.25), à l'aide d'un MCMC, grâce au module PYTHON EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013), sur typiquement 3500 itérations. On choisit alors de fixer  $\theta_{B_\ell}$  à la valeur médiane de la distribution postérieure (après avoir retiré une période d'exploration d'environ 500 itérations) du temps de décroissance exponentielle du champ longitudinal. Cette valeur, permettant de modéliser convenablement l'évolution temporelle du champ longitudinal, nous fournit l'échelle de temps typique sur laquelle évolue la topologie magnétique et représente donc un bon indicateur pour l'évolution générale des modes.

## 4.2.4 Processus général

Maintenant que les étapes préliminaires nécessaires au bon déroulement de la méthode ont été introduites, on va détailler davantage les différentes phases du processus, en s'appuyant sur un exemple pour rendre le discours plus concret.

### 4.2.4.1 Sélection des modes

#### Identification d'un sous-ensemble de modes

Avant toute chose, on commence par concaténer les profils Stokes  $V$  observés en utilisant une fenêtre mouvante de taille  $n$  profils consécutifs ( $n$  étant bien inférieur au nombre total de profils observés  $q$ ). On a ainsi  $N_0 = q - n + 1$  groupes de  $n$  profils consécutifs, chacun associé à la date moyenne correspondante, convertie en cycle rotationnel en utilisant la période de rotation stellaire (connue ou obtenue à partir de la modélisation du champ longitudinal). On cherche alors à retrouver, pour chaque groupe de profils, la combinaison linéaire de profils Stokes  $V$  (appartenant à la base de données) la plus simple possible et permettant de reproduire le groupe de profils considéré jusqu'à une précision donnée. Cela revient à résoudre le problème BPDN (Eq. (4.6)) pour les  $N_0$  sous-ensembles de profils. Dans ce cas, en notant  $N$  le nombre de points de données dans un sous-ensemble de profils donné, on définit :

- $\mathbf{A}$ , le dictionnaire (de taille  $N \times N_{\text{modes}}$ ) pour lequel chaque colonne correspond aux signatures spectrales de chaque mode (inclus dans la base de données) pour les phases considérées dans le sous-ensemble de profils ;
- $\mathbf{B}$ , un vecteur (de taille  $N$ ) contenant l'ensemble des points de données dans le sous-ensemble de profils considéré ;
- $\mathbf{W}$ , la matrice diagonale (de taille  $N \times N$ ) contenant l'inverse des incertitudes sur chacun des points de données ;
- $\mathbf{X}$ , le vecteur solution (de taille  $N_{\text{modes}}$ ) pour lequel chacune des composantes  $X_i$  est associée (*i.e.* proportionnelle) à un unique mode (*e.g.* si  $X_i$  est associé au mode  $\mathfrak{R}(\alpha_{\ell_i, m_i})$ , alors  $\mathfrak{R}(\alpha_{\ell_i, m_i}) = p \times X_i$ );

- $\tau^2 = 1.2N$ , valeur choisie après plusieurs simulations car elle permet de sélectionner l'ensemble des modes nécessaires pour reproduire les sous-ensembles de profils, tout en minimisant le nombre de modes spurieux. Typiquement, diminuer cette tolérance donne davantage de poids à ces modes spurieux, ce qui peut générer des topologies magnétiques reconstruites incohérentes bien que les profils Stokes  $V$  soient bien ajustés. À l'inverse, en relâchant la tolérance, la solution trouvée diverge des données puisque certains modes ne sont plus identifiés.

Le problème est résolu à l'aide de l'algorithme SPGL1, en imposant une pondération sur les composantes du vecteur solution  $\mathbf{X}$  afin de favoriser la reconstruction de topologies simples. Ainsi, le coefficient associé à un mode de degré  $\ell$  est pondéré d'un facteur proportionnel à  $\ell$  et inversement proportionnel à l'amplitude moyenne des signatures Stokes  $V$  de ce mode au cours d'une rotation (*i.e.* amplitude moyenne du mode dans la base de données). Une telle pondération permet de pénaliser la reconstruction de modes d'harmoniques sphériques de haut degré et ainsi éviter l'apparition de modes spurieux. Un tel choix peut se justifier puisque l'énergie magnétique est généralement concentrée dans les modes de bas degré, même pour des étoiles très actives (*e.g.* LkCa 4; voir section 3.3.3). Enfin, on impose également différents facteurs de proportionnalité pour les modes associés aux coefficients  $\beta_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  car l'amplitude moyenne de leurs profils Stokes  $V$  est plus faible que celle correspondant aux coefficients  $\alpha_{\ell,m}$ . Cela permet aussi d'éviter la sélection de modes spurieux, observée au cours de plusieurs simulations.

En résolvant le problème BPDN pour un sous-ensemble de profils  $i$  (associé au cycle de rotation  $t_i$ ), on obtient une solution  $\mathbf{X}(t_i)$ . Ainsi, en répétant cette étape pour l'ensemble des  $N_0$  groupes de profils, on obtient la dépendance temporelle du vecteur solution, *i.e.*  $\mathbf{X}(t)$ , et donc de chacun des modes. Comme tous les modes ne sont pas forcément utiles pour la reconstruction, il est nécessaire de filtrer ceux que l'on désire garder. Pour cela, on calcule la puissance relative de chaque coefficient  $X_i$  :

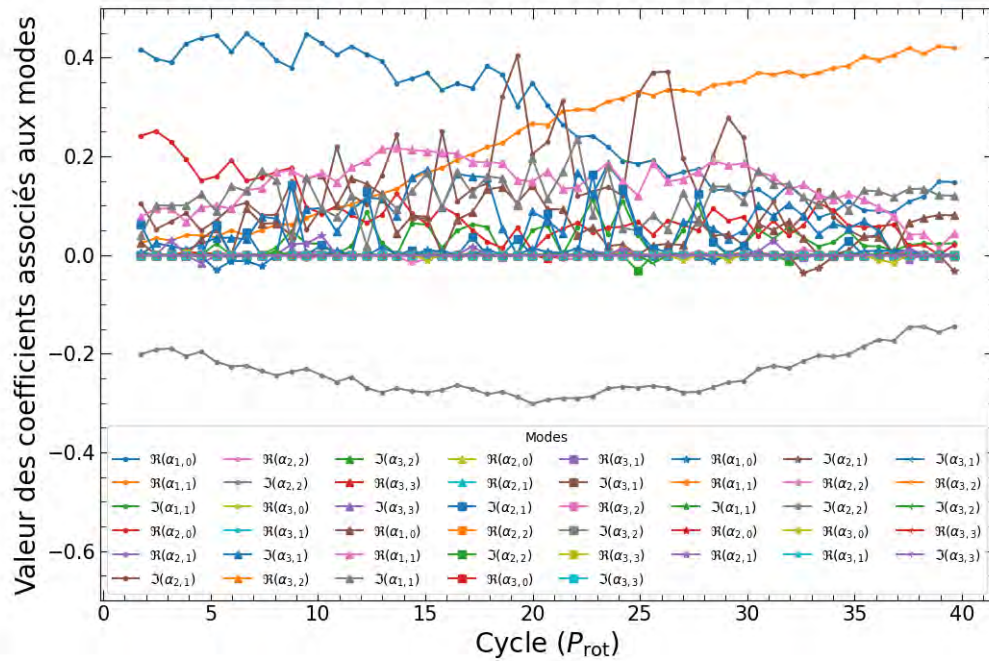
$$\mathcal{P}(X_i) = \frac{\sum_t |X_i(t)|}{\max_i \sum_t |X_i(t)|} \quad (4.10)$$

Ces puissances reflètent la contribution de chaque mode à la topologie globale sur la période d'observation. Une puissance égale à 1 signifie que le mode a une contribution maximale alors qu'une puissance égale à 0 signifie que le mode ne contribue pas du tout. Après plusieurs tests, on s'est aperçu qu'il suffit de garder les modes dont la puissance relative est supérieure à 5% pour reconstruire convenablement la topologie magnétique (dans le cadre de simulations).

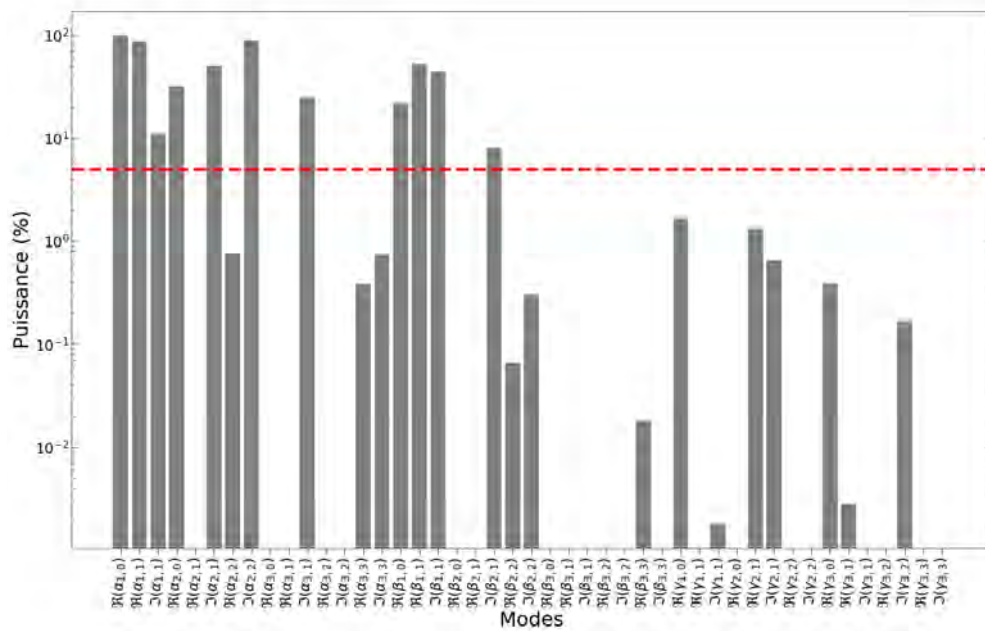
Pour illustrer cette première phase, considérons une topologie purement poloidale (*i.e.* décrite par des coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\beta_{\ell,m}$  uniquement) que l'on essaie de reconstruire en autorisant les modes jusque  $\ell_{\max} = 3$ . On montre la dépendance temporelle de chaque composante du vecteur<sup>3</sup>  $\mathbf{X}$  en Fig. 4.2a. On remarque que certains modes semblent se détacher par rapport aux autres, mais pour quantifier cela on calcule les puissances relatives de chacun des modes ce qui est montré en Fig. 4.2b. On peut alors identifier clairement quels sont les modes dominants et on ne garde que ceux dont la puissance relative est supérieure à 5%, au nombre de 11 ici (7 associés à  $\alpha_{\ell,m}$  et 4 associés à  $\beta_{\ell,m}$ ).

---

3. La partie réelle ou imaginaire du mode associé à  $X_i$  est égale à  $1000 X_i$



(a)



(b)

FIGURE 4.2 – Illustration de la phase d’identification des modes dans le cas de la reconstruction d’une topologie purement poloïdale en autorisant les modes de degré inférieur ou égal à 3. *Panneau (a)* : Dépendance temporelle de chaque composante du vecteur solution  $\mathbf{X}$  obtenu en résolvant le problème BPDN (Eq. (4.6)). Chaque courbe (couleur/symbole) correspond à une composante du vecteur, *i.e.* à un mode identifié dans la légende. Aucune barre d’erreur n’est montrée car la résolution du problème avec l’algorithme SPGL1 ne donne pas accès à cette information. *Panneau (b)* : Puissance associée à chaque mode reconstruit, calculée à partir de leur dépendance temporelle montrée dans le panneau (a). La ligne rouge en tirets illustre le seuil de 5% au-dessous duquel on considère qu’un mode ne contribue pas suffisamment à la topologie reconstruite pour être gardé dans le modèle.

## Affinage de la sélection

À la fin de l'étape précédente, l'utilisation des méthodes parcimonieuses a permis de réduire considérablement le nombre de modes à utiliser pour modéliser les données et d'avoir une première estimation de leur dépendance temporelle. Toutefois, cette dernière peut être influencée par la présence des autres modes que nous n'avons pas gardés. De plus, certains modes dans cette première sélection peuvent ne pas être réellement utiles pour reproduire nos profils Stokes  $V$ . Il convient donc d'ajouter une nouvelle étape permettant d'affiner la sélection et d'obtenir l'évolution temporelle finale des modes.

Pour cela, on utilise un processus itératif basé sur une méthode des moindres carrés classique, *i.e.* minimisation du  $\chi^2$ . En pratique, on résout l'équation  $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$  au sens des moindres carrés pour les  $N_0$  groupes de profils, en faisant attention à ce que le dictionnaire ne contienne que les signatures spectrales des modes sélectionnés. Grâce à cette approche, on peut également avoir une estimation de l'incertitude sur les valeurs  $X_i$  pour chaque cycle de rotation considéré. Cette erreur nous renseigne sur la pertinence de ce mode. En effet, si les valeurs obtenues sont compatibles avec 0, cela signifie que le mode n'est pas réellement utile et qu'il est donc possible de le retirer de notre sélection. Afin de quantifier cet effet, j'ai défini un critère, que l'on appelle "niveau de détection moyen" et que l'on exprime par :

$$\mathcal{D}(X_i) = \frac{1}{N_0} \sum_t \frac{|X_i(t)|}{\sigma_i(t)} \quad (4.11)$$

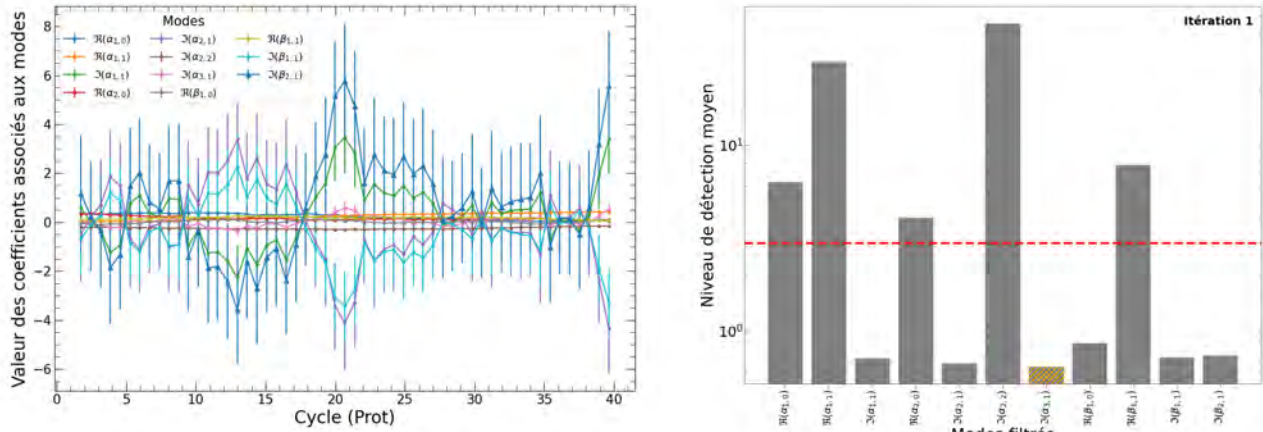
On considère qu'un mode est pertinent pour notre modèle si la valeur  $\mathcal{D}(X_i)$  associée est supérieure à 3. On utilise donc un processus itératif au cours duquel on applique la méthode des moindres carrés et on rejette le mode associé au niveau de détection moyen le plus bas à chaque itération, jusqu'à ce que l'ensemble de la sélection vérifie le critère  $\mathcal{D}(X_i) > 3$  (où les  $X_i$  correspondent seulement aux modes sélectionnés). Ce critère nous permet de s'assurer que tous les modes gardés contiennent bien une information significative sur la topologie du champ magnétique à reconstruire.

Reprenons l'exemple du champ purement poloïdal pour illustrer cette étape d'affinage de la sélection. La Fig. 4.3 montre les différentes itérations de ce processus. On constate qu'en utilisant l'ensemble des modes pré-sélectionnés par les méthodes parcimonieuses, on peut avoir des évolutions temporelles assez incohérentes (*e.g.* pour certains modes,  $X_i$  atteint une valeur de 6, correspondant à une intensité de 6000 G ce qui est en dehors des limites de champ acceptables pour TIMeS). Toutefois, ces modes aberrants sont supprimés petit à petit à chaque itération puisque leur niveau de détection est en réalité compatible avec 0 (*i.e.* forte intensité compensée par une incertitude du même ordre). À la fin de la 5<sup>ème</sup> itération, on constate que l'ensemble des modes sélectionnés contient une information pertinente et que leur évolution temporelle est plus cohérente avec celle déduite du champ longitudinal.

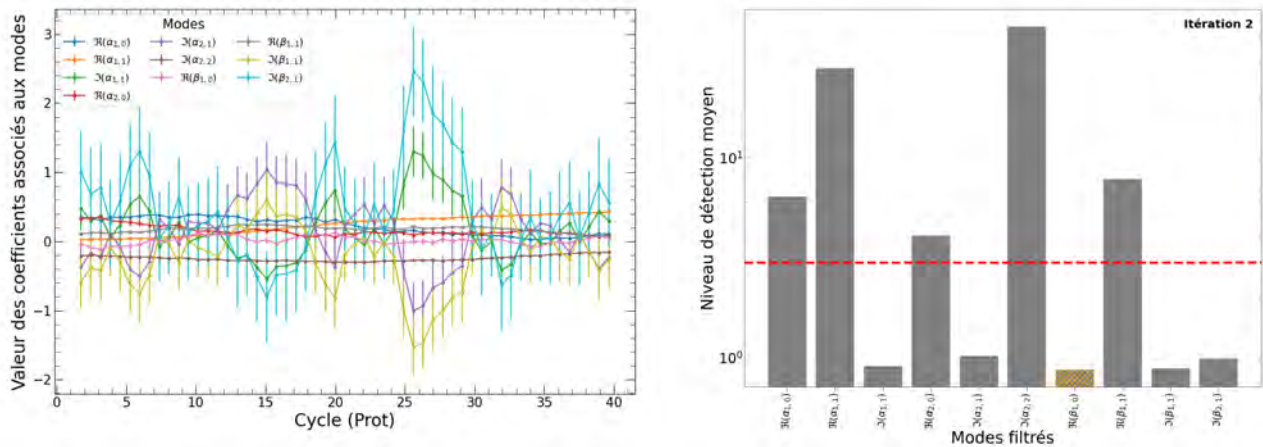
### 4.2.4.2 Modélisation de la dépendance temporelle avec des processus Gaussiens

À l'issue de l'étape précédente, on a donc sélectionné l'ensemble des modes qui permettent de reproduire les données. On a également une première estimation de leur dépendance temporelle, mais la valeur de chaque coefficient  $X_i$  n'est connue que pour les cycles de rotations "moyens" associés aux groupes de profils. Afin de pouvoir connaître l'évolution de  $\mathbf{X}$  pour tout temps  $t$  sur la période d'observation, et en particulier aux dates correspondant



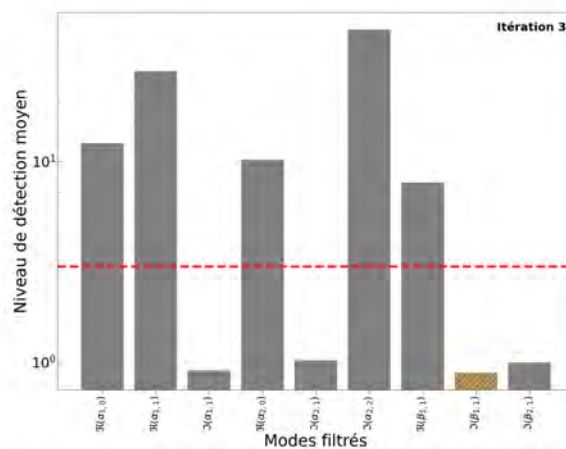
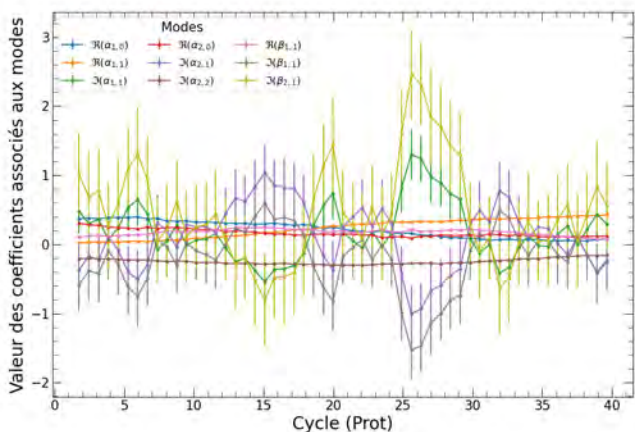


(a) Itération 1

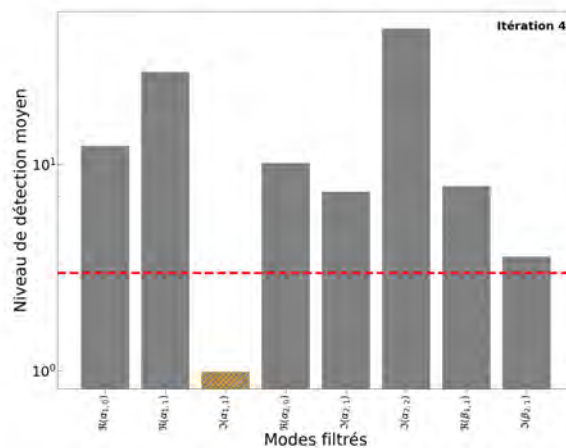
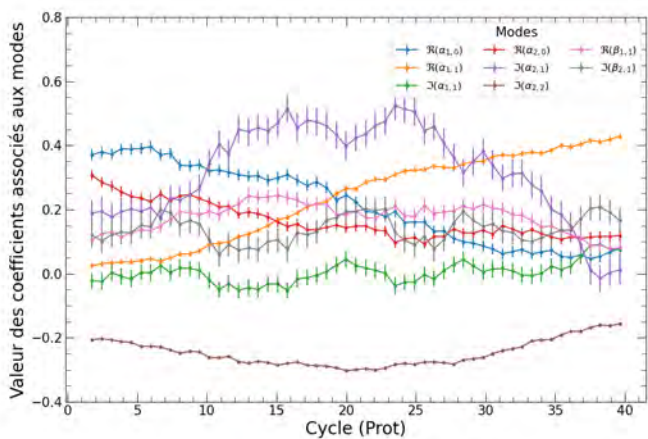


(b) Itération 2

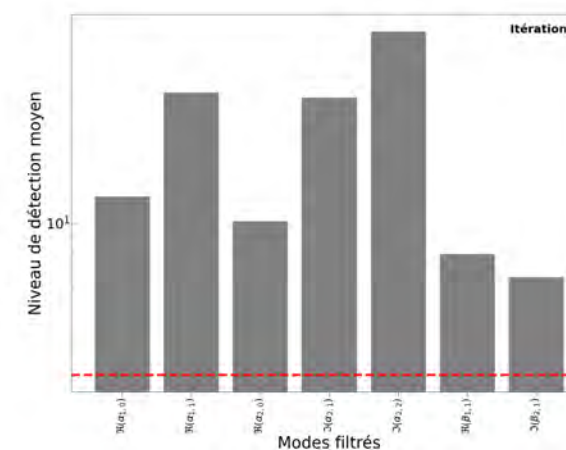
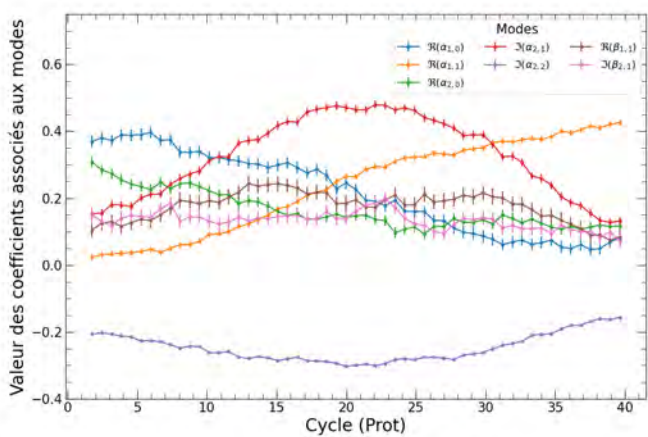
FIGURE 4.3 – Illustration du processus itératif visant à affiner la sélection des modes utiles pour modéliser les profils Stokes  $V$  observés. On reprend le cas d'un champ purement poloïdal comme dans la Fig. 4.2. Les sous-figures (a) à (e) correspondent chacune à une itération différente avec la colonne gauche montrant l'évolution temporelle déduite de la minimisation de  $\chi^2$  et la colonne droite illustrant le niveau de détection moyen de chaque mode. La ligne rouge horizontale délimite le seuil au-dessous duquel on considère qu'un mode n'est pas pertinent pour le modèle. Le mode qui est rejeté à la fin de l'itération considérée est hachuré en orange.



(c) Itération 3



(d) Itération 4



(e) Itération 5

FIGURE 4.3 – Suite.

aux profils Stokes  $V$  individuels, on utilise des GPs pour modéliser les courbes obtenues à la fin du processus itératif.

Puisqu'il n'y a aucune raison que les modes évoluent de manière quasi-périodique, on choisit une fonction de covariance exponentielle carrée pour nos GPs (Eq. (2.22)). Comme expliqué en section 4.2.3.2, on fixe le temps de décroissance exponentielle à la valeur  $\theta_{B_\ell}$  reflétant le temps caractéristique d'évolution des structures magnétiques. Pour chaque coefficient  $X_i$ , on détermine alors l'amplitude du GP à l'aide d'un MCMC de la même manière que pour la modélisation du champ longitudinal (section 4.2.3.2), en adaptant la fonction de vraisemblance à la fonction de covariance exponentielle carrée. Il faut noter qu'il est nécessaire d'extrapoler légèrement les GPRs obtenues pour pouvoir prédire les valeurs de  $\mathbf{X}$  pour les premiers et derniers profils, mais cela n'a qu'un impact mineur sur la reconstruction.

#### 4.2.4.3 Obtention des profils synthétiques et des cartes magnétiques associées

Afin d'optimiser au mieux la méthode et d'obtenir un modèle se rapprochant au mieux des données, on a ajouté une dernière étape consistant à déterminer un facteur d'échelle pour chaque mode au travers d'une approche de minimisation de  $\chi^2$ . Il faut toutefois noter que ces facteurs d'échelle sont proches de l'unité, car le processus précédent permet d'obtenir un modèle déjà cohérent avec les données.

Ainsi, à partir du facteur d'échelle obtenu et des GPRs, on peut facilement, pour une observation  $i$  associée à la date  $t_i$ , faire la combinaison linéaire des profils Stokes  $V$  associés aux modes sélectionnés. Pour obtenir la carte magnétique au temps  $t_i$ , il suffit d'utiliser les équations du champ magnétique en prenant en compte le facteur de proportionnalité entre la composante  $X_i$  et la partie réelle ou imaginaire des coefficients  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  (voir sections 4.2.2 et 4.2.3.1).

### 4.3 Simulations basiques

J'ai testé la méthode sur plusieurs simulations pour vérifier que cette nouvelle approche permettait de reconstruire de manière fiable des topologies magnétiques évoluant dans le temps. Pour commencer, j'ai considéré quelques topologies simples dans des conditions d'observations optimales (*i.e.* échantillonnage dense, haut SNR) pour montrer les capacités de TIMeS. Les performances de la méthode seront davantage explorées dans la section 4.4 où l'influence des différents paramètres sera discutée.

Pour l'ensemble des simulations (cette section et la suivante), on suppose un facteur de Landé moyen de 1.2, une largeur Doppler de  $1.8 \text{ km s}^{-1}$  et que les observations sont réalisées dans l'IR proche ( $\lambda_0 = 1700 \text{ nm}$  et  $\epsilon = 0.3$ ; Claret & Bloemen 2011), avec un instrument similaire à SPIRou (*i.e.* échantillonnage en vitesse de  $2 \text{ km s}^{-1}$ ).

Sauf cas contraires précisés, on suppose que la surface de l'étoile est non tachée et que la topologie magnétique évolue sur une durée de 120 jours au cours desquels 60 observations spectropolarimétriques sont régulièrement collectées. De plus, on suppose un facteur de remplissage  $f_V = 1$ , indiquant que chaque cellule du maillage à la surface de l'étoile est totalement recouverte par un champ magnétique local  $B$  (voir section 2.2.3.2), ne dépassant pas  $500 \text{ G}$  typiquement ici pour s'assurer que l'hypothèse de linéarité reste vérifiée.

Pour cette section, on suppose également que la période de rotation de l'étoile est de

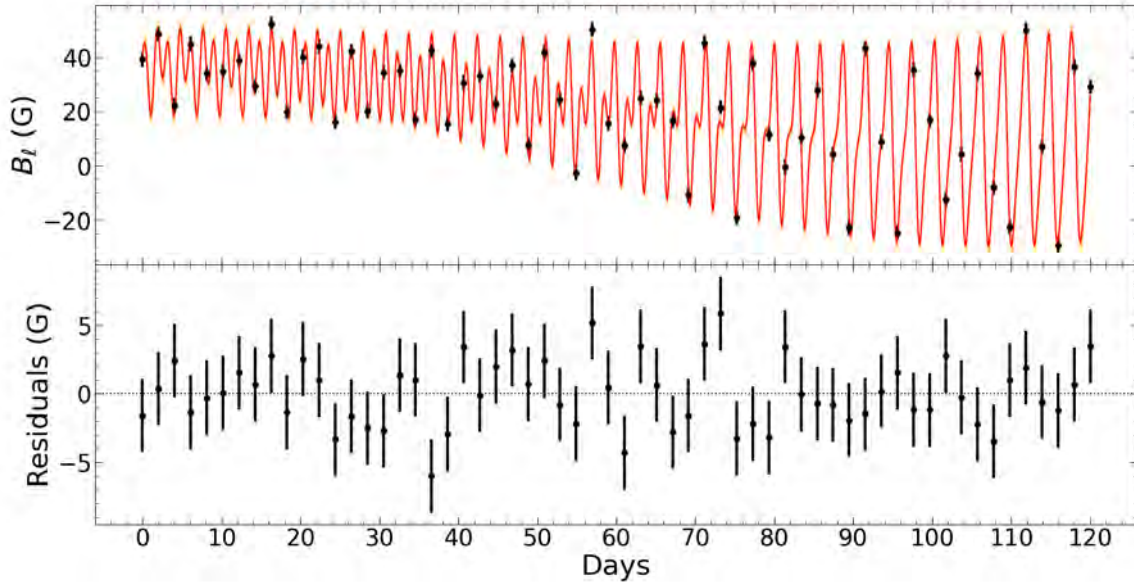


FIGURE 4.4 – Champ longitudinal pour une topologie magnétique simulée purement poloidale. *Panneau haut* : Les valeurs mesurées du champ longitudinal sont montrées en noir tandis que le modèle obtenu par GPR est montré en rouge, avec l’intervalle de confiance à  $1\sigma$  en orange. Le temps de décroissance  $\theta_{B_\ell}$  vaut  $74 \pm 11$  d. *Panneau bas* : Résidus entre les observations et le modèle montrant une dispersion de 2.4 G.

2.9 jours, que son inclinaison  $i = 60^\circ$  et  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ . Enfin, le SNR des profils Stokes  $V$  observés est fixé à 5000. Cette valeur correspond typiquement à ce qu’il est possible d’obtenir dans l’IR pour les étoiles les plus brillantes. Ce choix permet donc d’étudier le comportement de la méthode TIMeS dans des conditions optimales.

### 4.3.1 Champ purement poloidal

On commence par étudier le comportement de la méthode lorsque le champ simulé est purement poloidal, *i.e.* décrit uniquement par des coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\beta_{\ell,m}$ . J’ai choisi de faire évoluer 5 modes associés à un  $\alpha_{\ell,m}$  et 2 associés à un  $\beta_{\ell,m}$  de manière arbitraire pour  $\ell \leq 2$ .

Pour la reconstruction, on autorise l’ensemble des modes jusque  $\ell_{\max} = 5$ , sans faire d’hypothèse sur la nature du champ (*i.e.* en incluant également les modes associés à  $\gamma_{\ell,m}$ ). Après avoir déterminé la valeur  $\theta_{B_\ell} = 74 \pm 11$  d à partir du champ longitudinal (illustré en Fig. 4.4), j’ai appliqué la méthode TIMeS à nos observations.

On obtient un  $\chi_r^2 = 1.02$  entre les profils Stokes  $V$  observés et reconstruits, et l’évolution de la topologie magnétique est bien reconstruite. En particulier, on constate que la topologie magnétique reconstruite est purement poloidale, comme espéré, et que les modes décrivant ce champ magnétique sont bien ceux injectés dans la simulation. On peut comparer l’intensité et l’évolution temporelle des coefficients originaux et reconstruits, en bas à gauche de la Fig. 4.5. On constate alors que TIMeS est capable de reproduire l’évolution temporelle injectée que celle-ci soit une fonction monotone ou non, avec des intensités reconstruites très proches des originales. Sur cette même figure, on montre les profils Stokes  $V$  observés et synthétiques



(en bas à droite), ainsi que certaines cartes magnétiques simulées et reconstruites (en haut).

### 4.3.2 Champ purement toroïdal

Un autre cas test intéressant est celui d'une topologie purement toroïdale, pour vérifier que notre méthode ne reconstruit pas un champ poloïdal spurieux. Comme pour le cas purement poloïdal, j'ai choisi 5 modes, cette fois associés à  $\gamma_{\ell,m}$  ( $\ell \leq 2$ ), dont l'évolution temporelle arbitraire diffère complètement.

Le champ longitudinal associé à cette topologie, illustré en Fig. 4.6, a un temps de décroissance exponentielle  $\theta_{B_\ell} = 106 \pm 33$  d, légèrement supérieur au cas précédent.

En utilisant cette valeur dans TIMeS, on est capable d'ajuster les profils Stokes  $V$  observés à  $\chi_r^2 = 1.03$ . Aucun champ poloïdal n'est reconstruit mais on constate que les modes retrouvés ne correspondent pas forcément à ceux injectés dans la simulation. En particulier, le mode associé à  $\gamma_{2,0}$  n'a pas été sélectionné par notre procédé, mais il a été remplacé par une combinaison des modes associés à  $\gamma_{1,0}$  et  $\gamma_{3,0}$ . Cet exemple illustre donc que certains modes peuvent avoir des signatures Zeeman similaires menant à une confusion lors du choix des modes. En réalité, ces confusions ne sont pas un réel problème car la topologie reste cohérente avec celle simulée (Fig. 4.7). En pratique, on constate que le remplacement de  $\gamma_{2,0}$  joue principalement sur la reconstruction des structures aux basses latitudes qui ne sont que peu visibles par l'observateur et qui ne contribuent que peu au signal observé. Ainsi, les structures principales du champ toroïdal sont bien retrouvées de manière cohérente.

### 4.3.3 Champ poloïdal et toroïdal

Nous avons pu vérifier avec les deux premiers cas tests que de simples topologies magnétiques décrites par un champ purement poloïdal ou toroïdal sont bien reconstruites avec TIMeS. Toutefois, les étoiles observées présentent rarement ce genre de topologies mais plutôt une combinaison des deux. Ainsi, j'ai appliqué la méthode TIMeS à des données correspondant à une topologie plus réaliste qui consiste en l'addition des deux cas précédents. Ce cas représentera la topologie de référence dans la suite, pour laquelle la plupart des performances de la méthode ont été testées.

Comme espéré, on est capable de reconstruire la topologie globale en identifiant les composantes poloïdale et toroïdale du champ (Fig. 4.8). Plus précisément, on retrouve exactement les mêmes modes que dans les deux cas précédents permettant d'obtenir un  $\chi_r^2 = 1.02$  entre les profils observés et synthétiques. À titre de comparaison, j'ai appliqué ZDI sur ces mêmes données pour illustrer les bénéfices de TIMeS. Le  $\chi_r^2$  obtenu est alors égal à 8.5 et on peut aisément vérifier que la topologie obtenue n'est globalement pas cohérente avec celle simulée puisque toute évolution temporelle est ignorée dans le processus ZDI (Fig. 4.9).

## 4.4 Performances de la méthode

Les premières simulations décrites dans la section 4.3 montrent que la méthode TIMeS est capable de retrouver des topologies simples qu'elles soient poloïdale, toroïdale ou un mélange des deux. Il est toutefois nécessaire de réaliser des simulations en utilisant différents paramètres pour analyser les performances et les limites de cette approche.

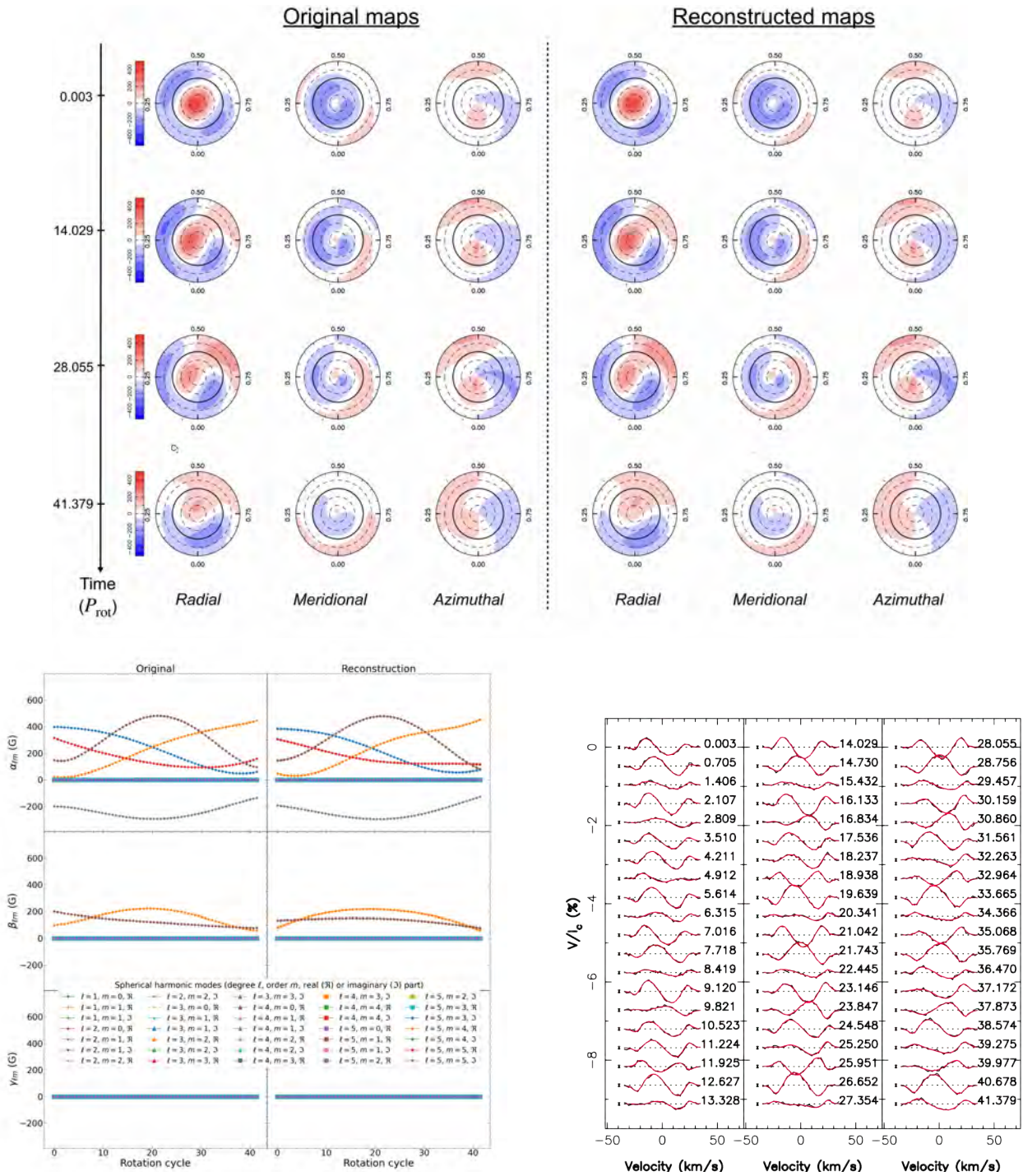


FIGURE 4.5 – Reconstruction d’un champ purement polôidal. *En haut* : Composantes radiale, méridienne et azimuthale des topologies simulées (colonnes 1–3) et reconstruites (colonnes 4–6). Les cartes sont montrées dans une projection polaire aplatie avec le pôle de l’étoile au centre. L’équateur est en gras, et les parallèles ( $30^\circ$  et  $60^\circ$ ) sont en pointillés. La couleur rouge indique un champ radial, méridien et azimuthal orienté vers l’extérieur, le pôle visible ou en sens anti-horaire, respectivement. Le trait autour de l’étoile indique la phase associée à l’observation. *En bas à gauche* : Évolution temporelle des modes simulés (gauche) et reconstruits (droite). Chaque courbe (couleur/symbole) correspond à un mode, *i.e.* la partie réelle ( $\Re$ ) ou imaginaire ( $\Im$ ) d’un coefficient complexe décrivant le champ magnétique. Autour de chaque courbe on indique l’intervalle de confiance à  $1\sigma$  déduit de la GPR par une zone colorée. *En bas à droite* : Profils Stokes  $V$  observés (noir) et reconstruits (rouge) pour lesquels le cycle de rotation est inscrit sur la droite et la barre d’erreur à  $3\sigma$  est indiquée sur la gauche.



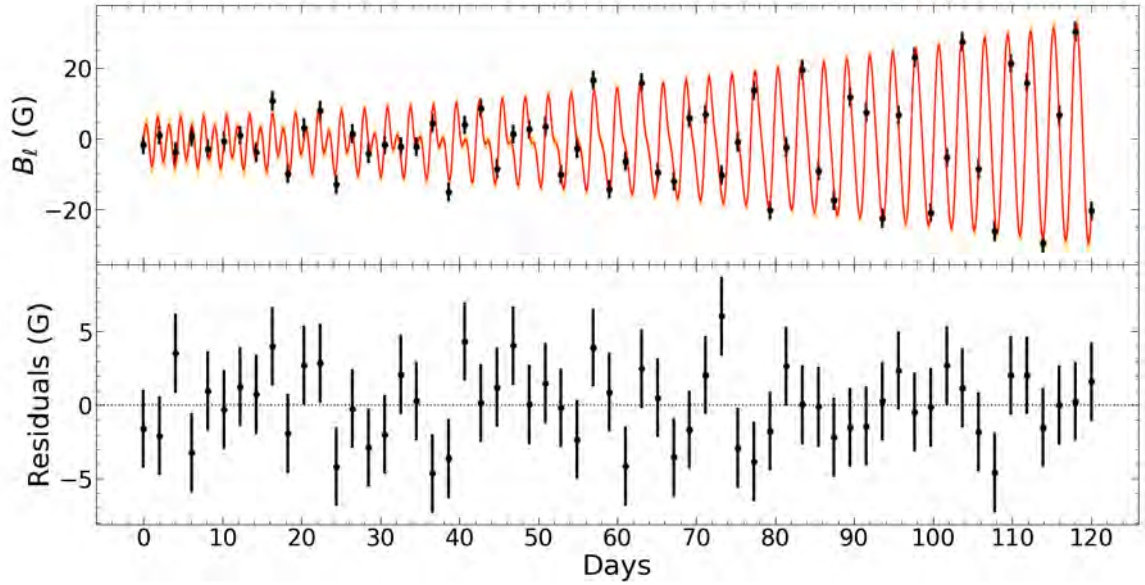


FIGURE 4.6 – Champ longitudinal pour une topologie simulée purement toroïdale. Dans ce cas,  $\theta_{B_\ell} = 106 \pm 33$  d et les résidus montrent une dispersion RMS de 2.5 G. Voir légende de la Fig. 4.4 pour davantage de détails.

#### 4.4.1 Paramètres stellaires

Commençons par étudier l'influence des paramètres stellaires sur la reconstruction, *i.e.* le  $v \sin i$  et l'inclinaison. Comme la méthode et la génération des profils synthétiques de la base de données reposent sur les principes de ZDI, on s'attend à ce que TIMeS fonctionne mieux dans les configurations qui sont optimales pour ZDI.

Pour vérifier cela, j'ai réutilisé la même topologie qu'en section 4.3.3 mais cette fois, les profils Stokes  $V$  sont générés en supposant  $i = 60^\circ$  et différentes valeurs du  $v \sin i$ , égales à 5, 15 et 50  $\text{km s}^{-1}$  (contre 25  $\text{km s}^{-1}$  dans le cas de référence). Pour chacun des cas, le SNR est ajusté pour prendre en compte les variations d'amplitude et de largeur des profils. En particulier, en première approximation on multiplie le SNR de référence (égal à 5000) par un facteur :

$$t = \frac{1}{r \sqrt{s}} \quad (4.12)$$

où  $r$  et  $s$  sont les rapports des amplitudes maximales et du nombre de points des profils Stokes  $V$  entre une simulation et la simulation de référence, respectivement. Grâce à ce facteur, le nombre de points (augmentant avec  $v \sin i$ ) compense en partie la variation d'amplitude. Pour nos cas, cela revient donc à avoir un SNR égal à 2000, 3000 et 10 000 pour  $v \sin i = 5, 15$  et 50  $\text{km s}^{-1}$ , respectivement.

Considérons donc maintenant les différents cas. Comme pour ZDI, il s'avère que TIMeS fonctionne mieux pour les rotateurs rapides (typiquement  $v \sin i > 10 \text{ km s}^{-1}$ ). En effet, on constate que pour  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$  les profils sont globalement bien ajustés ( $\chi_r^2 = 1.11$ ) et la topologie générale bien retrouvée, même si davantage de confusion apparaît lors de la

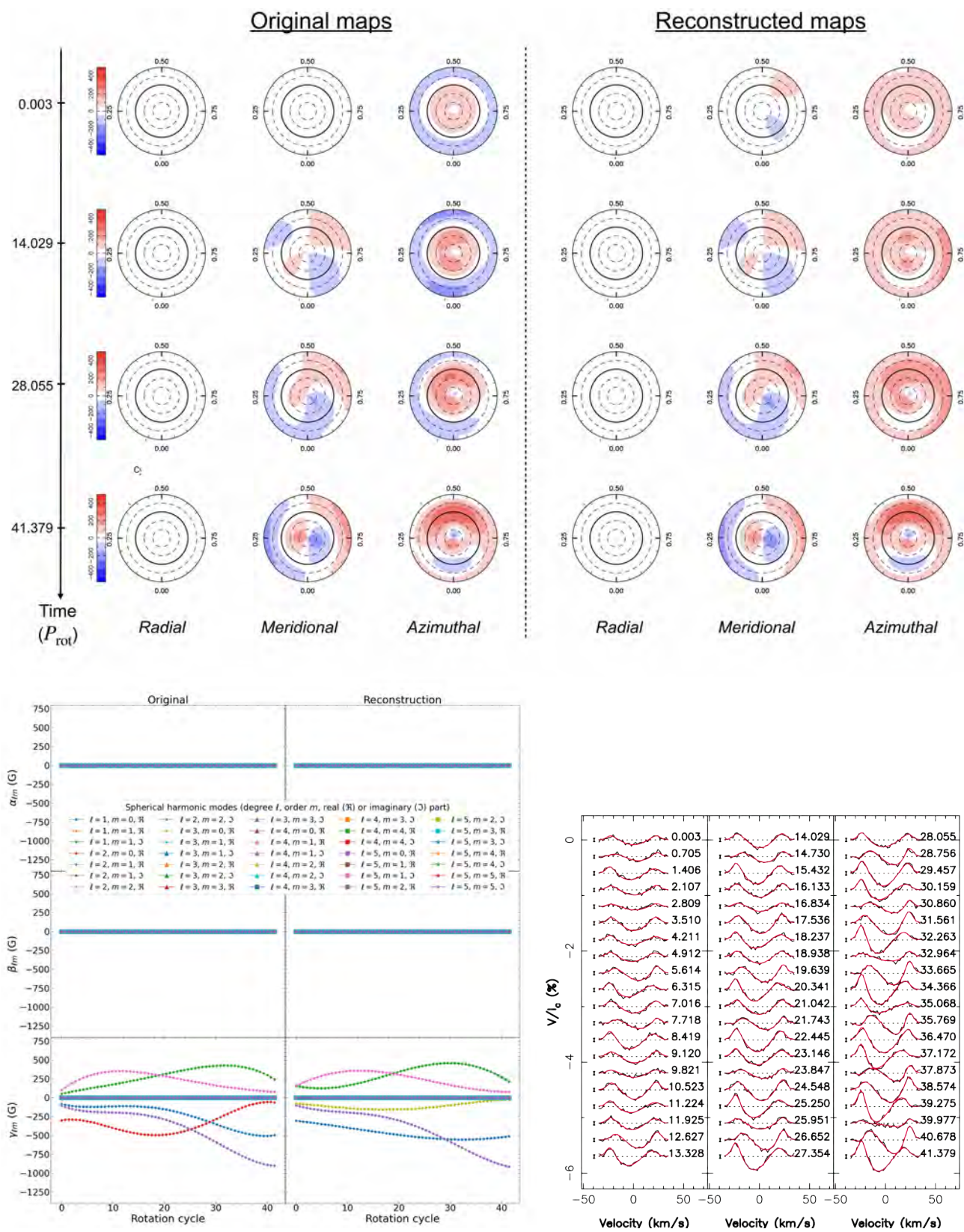


FIGURE 4.7 – Reconstruction d’un champ purement toroidal. Voir légende de la Fig. 4.5 pour plus de détails.



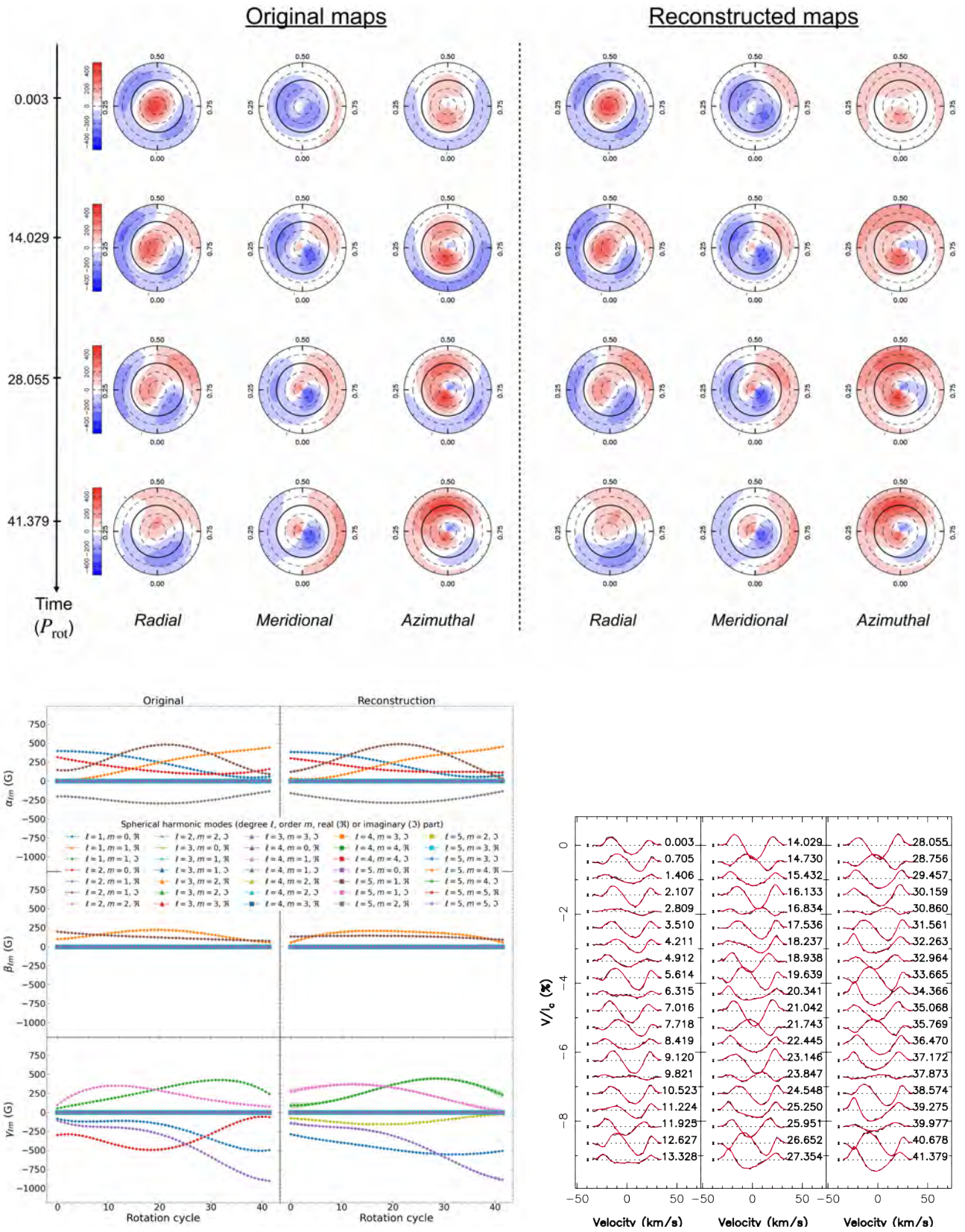


FIGURE 4.8 – Reconstruction d’un champ réaliste simple possédant une composante polôidale et une composante torôidale. Voir légende de la Fig. 4.5 pour plus de détails.

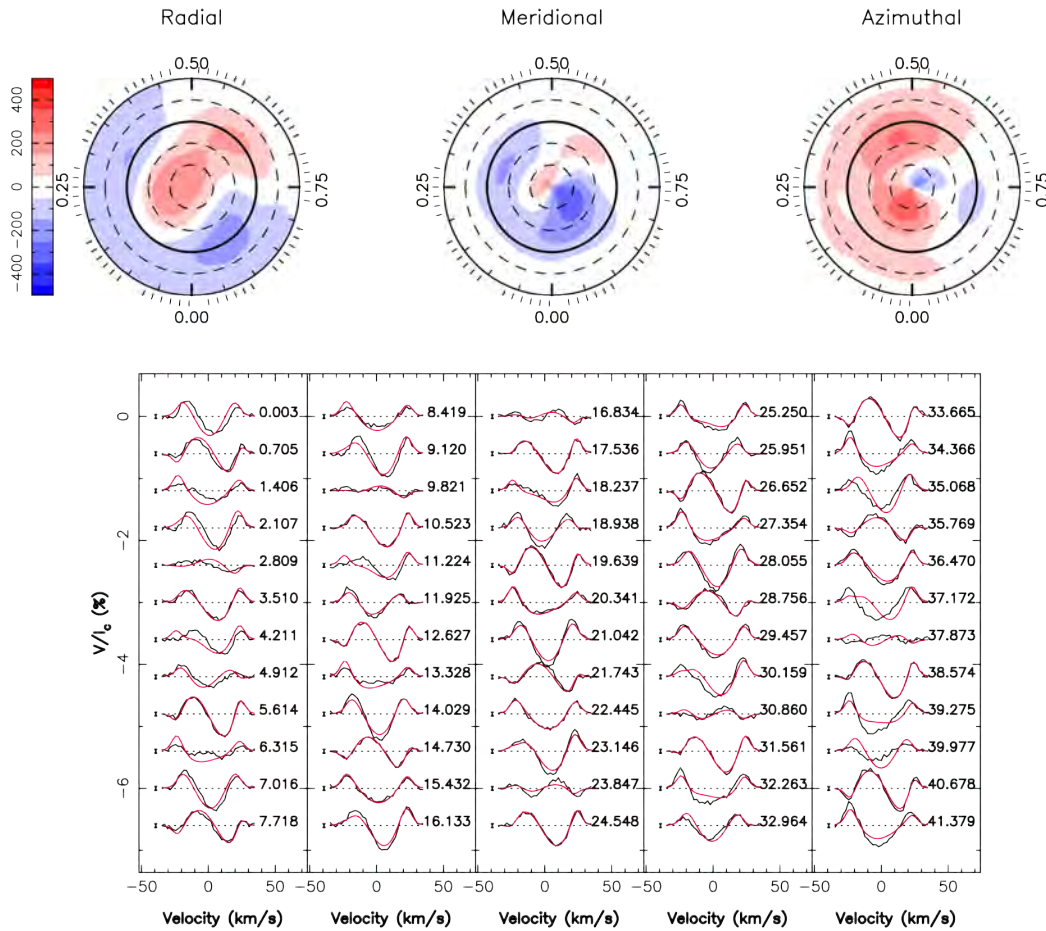


FIGURE 4.9 – Reconstruction de la topologie de référence (section 4.3.3) avec ZDI. *Panneau haut* : Cartes ZDI de champ magnétique. De gauche à droite sont montrées les composantes radiale, méridienne et azimutale avec le code couleur décrit en Fig. 4.5. Une unique carte est reconstruite avec ZDI qui ne prend pas en compte l'évolution temporelle. On constate qu'elle correspond plus ou moins au cycle associé au milieu de la période d'observation. *Panneau bas* : Profils Stokes  $V$  observés (noir) et reconstruits (rouge). Le  $\chi_r^2$  entre ces deux jeux de profils est égal à 8.5 alors qu'il est de l'ordre de l'unité en utilisant TIMeS (voir Fig. 4.8).

sélection des modes (même pour le champ poloidal). Pour  $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ , en revanche, les résultats restent semblables à ceux observés dans la simulation de référence, ce qui est attendu puisqu'un  $v \sin i$  plus important augmente le nombre d'éléments résolus à la surface de l'étoile. Le cas  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  est intéressant car il illustre une première limite (mineure) de notre méthode. En effet, on constate que pour un tel cas de figure, plusieurs modes ne sont pas retrouvés, notamment ceux associés à la partie toroïdale du champ (seuls 2 modes sur 5 sont sélectionnés). Toutefois, les profils restent ajustés de manière convenable ( $\chi_r^2 = 1.18$ ) et la topologie magnétique reconstruite aux hautes latitudes reste également cohérente, bien que plus grossière. Ceci s'explique simplement par le fait que cette valeur de  $v \sin i$  est faible ce qui entraîne une diminution du nombre de structures résolues à la surface de l'étoile (comme c'est le cas pour ZDI).

Le deuxième paramètre stellaire entrant en jeu dans notre méthode (au travers du calcul de la base de données) est l'inclinaison  $i$ . Comme pour ZDI, il est nécessaire d'avoir une

configuration où l'étoile n'est pas vue par le pôle, principalement car il devient quasiment impossible d'identifier les modes (peu de variation temporelle des profils). Pour des configurations telles que l'équateur de l'étoile est quasiment vu de face ( $i \sim 80^\circ$ ), certains modes commencent à être difficilement identifiables puisque les structures présentes à la surface de chacun des hémisphères sont symétriques (ou anti-symétriques) ce qui annule leur contribution dans les profils Stokes  $V$ <sup>4</sup>. Il reste néanmoins possible de retrouver une topologie générale cohérente, bien que quelques structures n'apparaissent pas dans les cartes reconstruites pour la raison mentionnée précédemment. Ainsi, à l'instar de ZDI, TIMeS fonctionne mieux pour des inclinaisons intermédiaires (*e.g.* 30–70°).

Enfin, la période de rotation ou plus précisément l'échantillonnage de la période de rotation peut également avoir un impact sur la reconstruction, notamment au niveau du nombre de profils nécessaires pour couvrir une rotation. En effet, lors de la sélection des modes, on utilise une approximation parcimonieuse sur des groupes de profils de taille  $n$  (section 4.2.4.1). Toutefois, cette étape repose implicitement sur l'hypothèse que le champ reste statique sur la période couverte par les  $n$  profils. Ainsi, la valeur de  $n$  doit être choisie de sorte à ce que les  $n$  profils permettent d'échantillonner au moins une rotation stellaire tout en s'assurant que le champ n'évolue pas significativement sur cette période. Typiquement, si on considère une période de rotation de 29 d (au lieu de 2.9 d) pour la topologie simulée en section 4.3.3, alors le champ magnétique a le temps d'évoluer au cours d'une seule rotation (*e.g.* l'intensité des coefficients  $\alpha_{2,1}$  et  $\gamma_{2,0}$  peut quasiment doubler sur cet intervalle de temps), ce qui peut dégrader la reconstruction. L'évolution significative du champ magnétique sur une unique rotation stellaire représente la principale limite de notre méthode actuellement. Notons que dans ces cas, il est parfois préférable de choisir  $n$  tel que la période couverte n'échantillonne pas tout à fait une rotation. En effet, si en couvrant plus d'une période de rotation le champ magnétique a fortement évolué, alors l'information ne se répète pas identiquement pour des phases similaires, rendant l'approximation parcimonieuse infructueuse (la combinaison linéaire des modes injectés ne peut être trouvée).

#### 4.4.2 Champ magnétique plus complexe

Dans les cas précédents, on s'est intéressé à une topologie magnétique relativement simple puisque décrite par des modes d'harmoniques sphériques de degré  $\ell \leq 2$ . Ceci n'est en soi pas un véritable problème puisqu'on observe chez des rotateurs rapides comme V374 Peg (Donati et al., 2006a) et LkCa 4 (Donati et al. 2014 ; section 3.3.3) que l'énergie magnétique est principalement condensée dans les modes de bas de degré.

J'ai simulé une topologie plus complexe, décrite par des modes jusque  $\ell = 6$ , pour laquelle les profils Stokes  $V$  sont générés pour différents  $v \sin i$  (en ajustant le SNR comme en section 4.4.1). Pour reconstruire une telle topologie avec TIMeS, il est nécessaire d'adapter  $n$  pour avoir un très bon échantillonnage de la période de rotation (*i.e.* plus dense que pour les topologies simples reconstruites précédemment). Tous les modes ne sont pas forcément retrouvés, d'autant plus que le nombre de modes autorisés dans la reconstruction (ici égal à 360, *i.e.*  $\ell_{\max} = 10$ ) implique davantage de confusion dans la sélection. Toutefois, les profils Stokes  $V$  sont toujours bien reproduits avec une topologie complètement cohérente avec celle simulée. Il faut néanmoins noter que, pour ce genre de topologies, l'influence du  $v \sin i$  est

---

4. Il s'agit typiquement des modes associés à un coefficient  $\alpha_{\ell,m}$  ou  $\beta_{\ell,m}$  avec  $\ell$  impair et  $m = 0$ , ou ceux associés à un coefficient  $\gamma_{\ell,m}$  avec  $\ell$  pair et  $m = 0$ .



importante pour l'identification des modes de plus haut degré. Pour  $v \sin i \geq 15 \text{ km s}^{-1}$  les cartes magnétiques reconstruites restent similaires les unes aux autres, avec des différences apparaissant principalement pour les structures ne contribuant que peu aux profils Stokes  $V$  (*i.e.* les plus petites ou celles situées à basses latitudes). On montre la reconstruction obtenue dans le cas  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$  en Fig. 4.10.

La valeur du flux magnétique  $B$  à la surface de l'étoile pose une limite pour notre méthode, puisqu'elle détermine si l'hypothèse de linéarité sur laquelle repose TIMeS est bien vérifiée. On considère que la limite supérieure de  $B$  est atteinte lorsque l'amplitude maximale des profils Stokes  $V$  associés à l'image reconstruite (*i.e.* générés directement à partir de cette image) est 25 fois plus grande que la dispersion des résidus entre ces profils et ceux approximatés par la méthode TIMeS. Pour un facteur de remplissage  $f_V = 1$ , les limites supérieures au-delà desquelles notre méthode ne s'applique plus sont alors estimées à : 1.3, 2.0, 2.8 et 4.3 kG, pour  $v \sin i = 5, 15, 25$  et  $50 \text{ km s}^{-1}$ , respectivement. Ces valeurs indiquent que l'hypothèse de linéarité reste bien vérifiée pour toutes les simulations présentées jusqu'ici ( $B$  étant de l'ordre de 0.5 kG). Si on diminue le facteur de remplissage jusque  $f_V = 0.3$  (*i.e.* 30% de chaque cellule du maillage sont couverts par un champ magnétique local d'intensité  $B/f_V$  tandis que le reste de la cellule ne possède pas de champ magnétique; voir section 2.2.3.2) alors les limites supérieures pour  $B$  diminuent aussi et atteignent 0.5, 0.7, 0.9 et 1.3 kG, pour les mêmes valeurs de  $v \sin i$ . Par exemple, pour  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ , la limite supérieure atteint la valeur typique de  $B$  dans les simulations présentées et l'hypothèse de linéarité commence donc à ne plus être vérifiée<sup>5</sup>.

### 4.4.3 Observations

Les observations jouent aussi un rôle primordial sur notre capacité à reconstruire une topologie à partir des profils Stokes  $V$  collectés, en particulier au travers du SNR; l'échantillonnage temporel des observations a également un impact significatif sur le résultat.

Le SNR quantifie la qualité des données. Pour l'ensemble des simulations nous supposons un SNR optimal mais permettant de bien étudier le comportement et les capacités du code. Jusqu'à présent, on a constaté que le code fonctionnait dans la grande majorité des cas, et dans des conditions similaires à ZDI. Reprenons maintenant le cas de référence ( $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$  et  $i = 60^\circ$ ) pour lequel le SNR imposé est maintenant égal à 1000, correspondant au cas d'une étoile peu brillante. Comme attendu, toutes les structures ne sont pas reconstruites dans ce cas, notamment les petites structures et celles situées à basses latitudes, car leurs contributions sont confondues dans le bruit. La topologie globale reste tout de même semblable à celle simulée, montrant ainsi que TIMeS peut produire des résultats fiables même lorsque les conditions optimales ne sont pas réunies (Fig. 4.11).

Comme cette méthode sera appliquée à des données collectées avec SPIROU, j'ai voulu vérifier qu'un échantillonnage typique des observations ne dégradait pas trop sévèrement les performances. Il faut préciser que, pour chaque mois d'observation, SPIROU est, en général, monté 15 jours sur le télescope (*e.g.* pleine lune), puis retiré pendant les 15 jours suivants (*e.g.* nouvelle lune); cela durant tout le semestre d'observations. On considère alors un cas idéal où une observation spectropolarimétrique est collectée chaque jour lorsque l'instrument est installé. Toutefois, il peut arriver que certaines observations soient inutilisables (*e.g.* problème

---

5. La modification du facteur de remplissage impose de calculer la base de données adaptée à la valeur de  $f_V$  choisie en utilisant une valeur de  $B$  fixe inférieure à la limite.



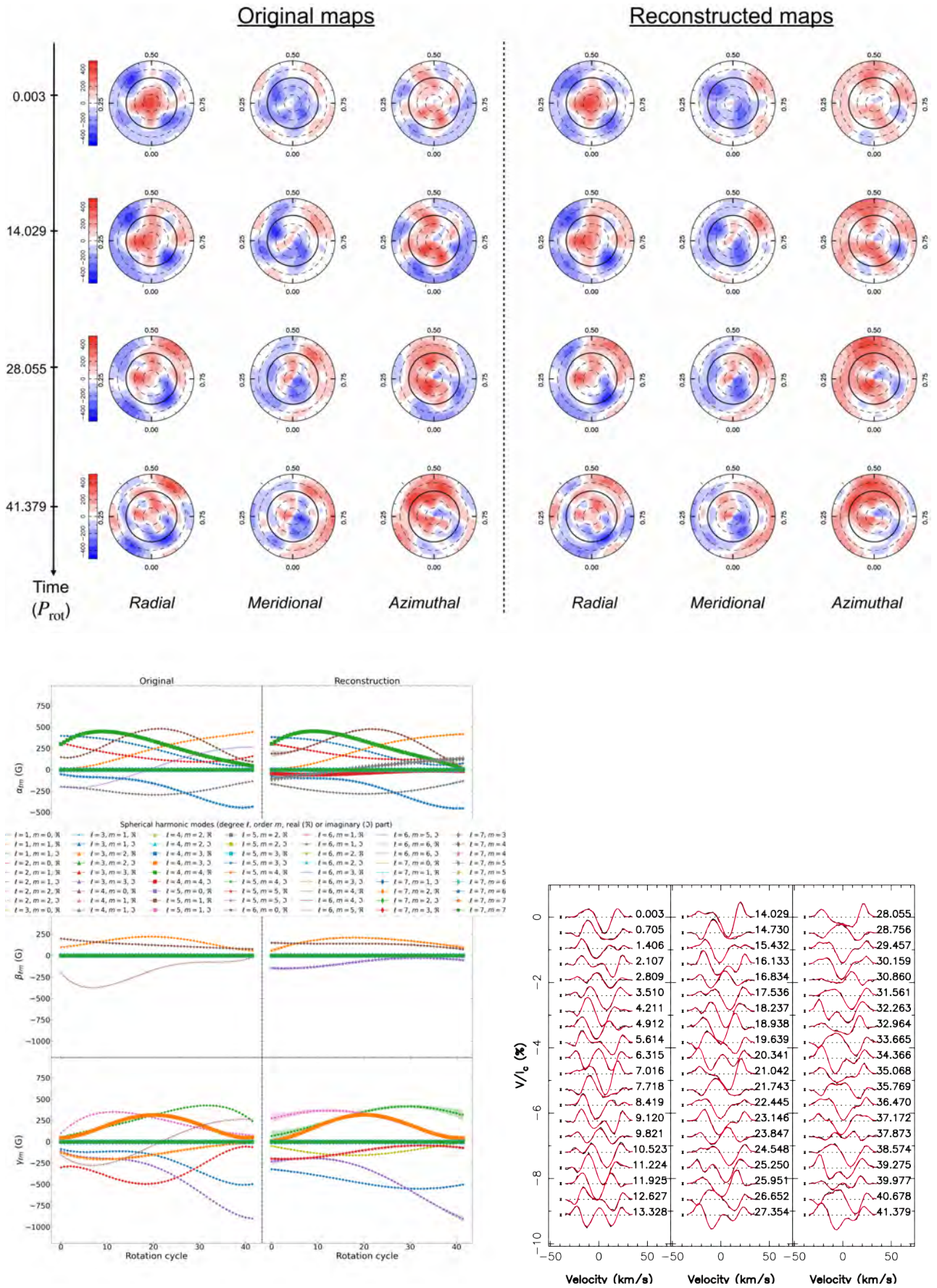


FIGURE 4.10 – Reconstruction d’un champ réaliste complexe, décrit avec des modes d’harmoniques sphériques de degré  $\ell \leq 6$ . Voir légende de la Fig. 4.5 pour plus de détails.

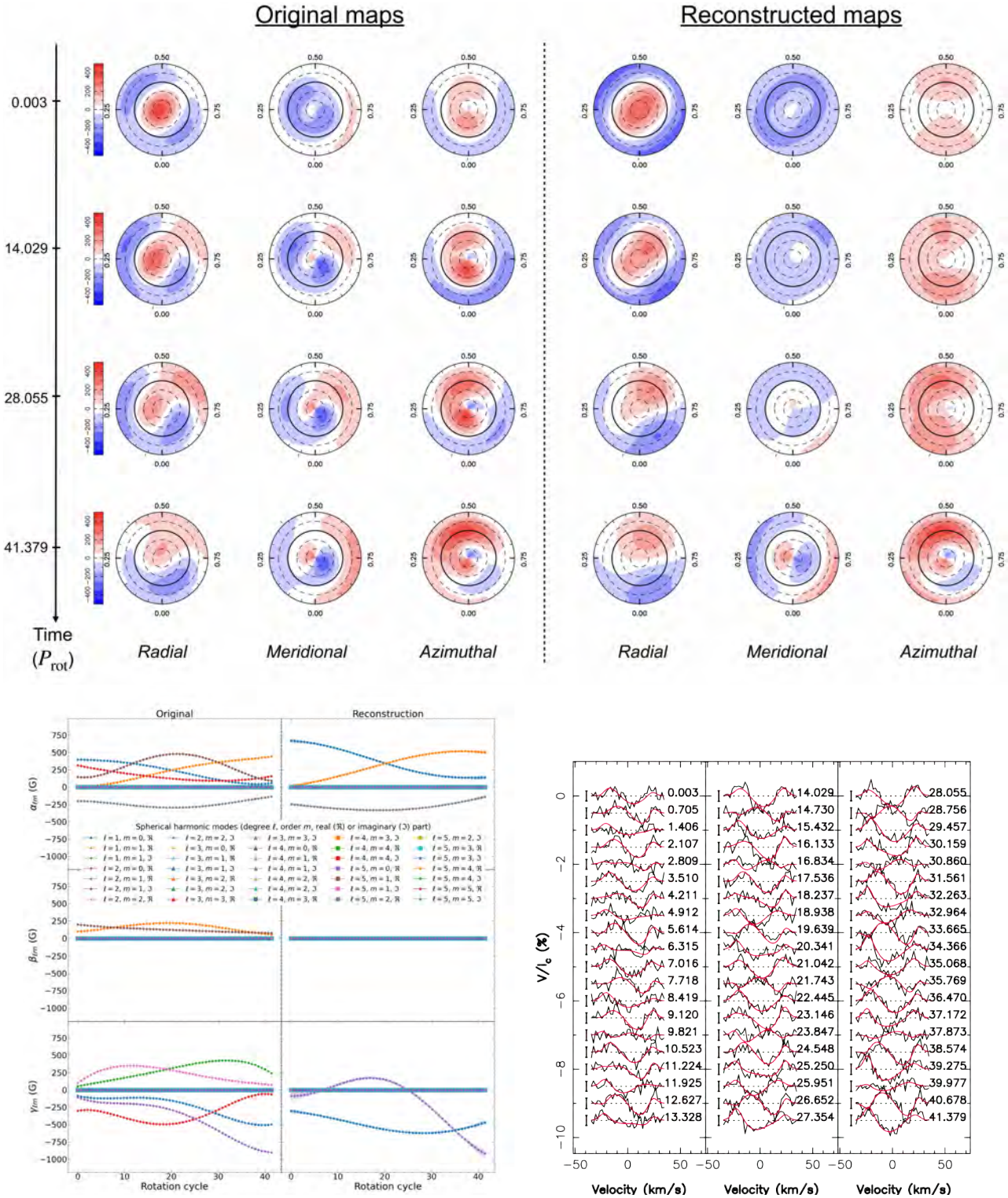


FIGURE 4.11 – Reconstruction du champ magnétique réaliste de référence (Section 4.3.3) à partir de profils Stokes  $V$  de SNR égal à 1000. Voir légende de la Fig. 4.5 pour plus de détails.



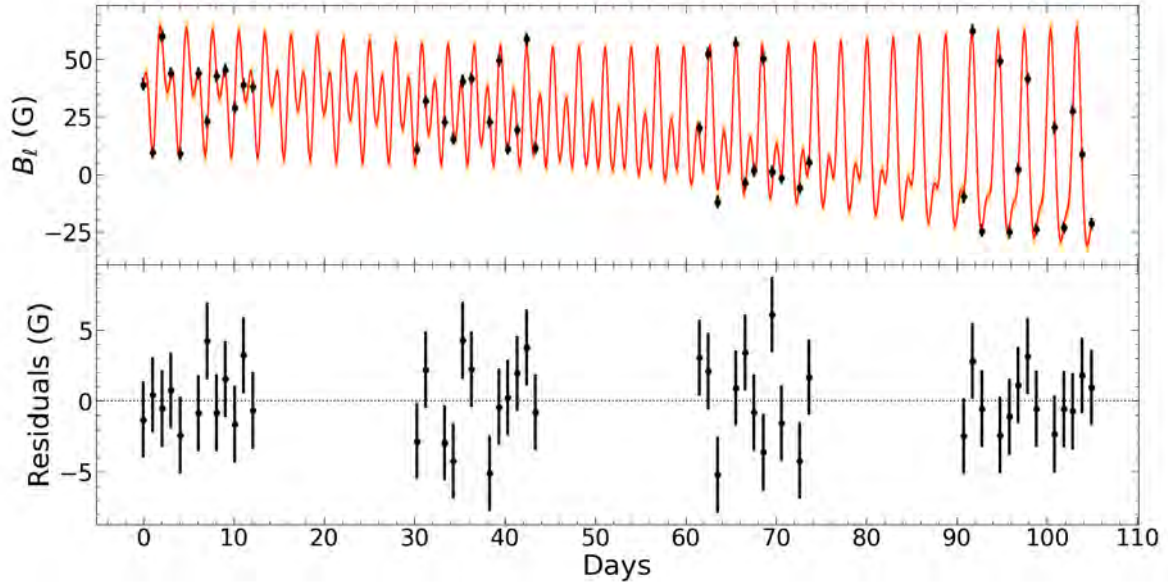


FIGURE 4.12 – Champ longitudinal pour la topologie de référence décrite en section 4.3.3. 48 observations spectropolarimétriques ont été simulées avec un échantillonnage similaire à celui de SPIRou (*i.e.* une observation par jour par période de 15 jours) en supposant une probabilité de 20% que l’observation ne soit pas réalisée ou soit inutilisable. On trouve  $\theta_{B_l} = 76 \pm 16$  d et les résidus montrent une dispersion RMS de 2.7 G. Voir légende de la Fig. 4.4 pour davantage de détails.

technique, aléas météorologiques). On suppose alors pour chaque observation collectée une probabilité de 20% que celle-ci ne soit pas réalisée ou soit inutilisable. Ainsi sur la période simulée dans le cas de référence, cela revient à avoir 48 observations réparties de manière non régulière. Un tel échantillonnage ne nous empêche pas de mesurer le temps de décroissance du champ longitudinal (Fig. 4.12) et ensuite d’appliquer TIMeS avec la valeur trouvée. Comme mentionné en section 4.4.1, la topologie du champ magnétique ne doit pas évoluer trop nettement sur la période couverte par  $n$  profils consécutifs. Ainsi, on impose que les  $n$  profils soient collectés pendant le même intervalle de 15 jours, puisque pendant la période où SPIRou n’est pas installé le champ magnétique continue d’évoluer. Grâce à cette condition supplémentaire, on est capable de retrouver une topologie similaire à celle simulée, montrant ainsi que notre méthode n’est pas limitée par un planning d’observation réaliste (Fig. 4.13).

Il faut noter que pour l’ensemble des simulations réalisées jusqu’à présent, la méthode TIMeS ne permet pas d’atteindre un  $\chi_r^2$  exactement égal à 1, ce qui indique qu’il existe toujours de faibles écarts entre les données et le modèle reconstruit. On suppose que ces différences reflètent principalement des erreurs dans notre processus provenant de l’évolution du champ magnétique sur l’intervalle de temps couvert par les  $n$  profils lors de la résolution du problème BPDN.

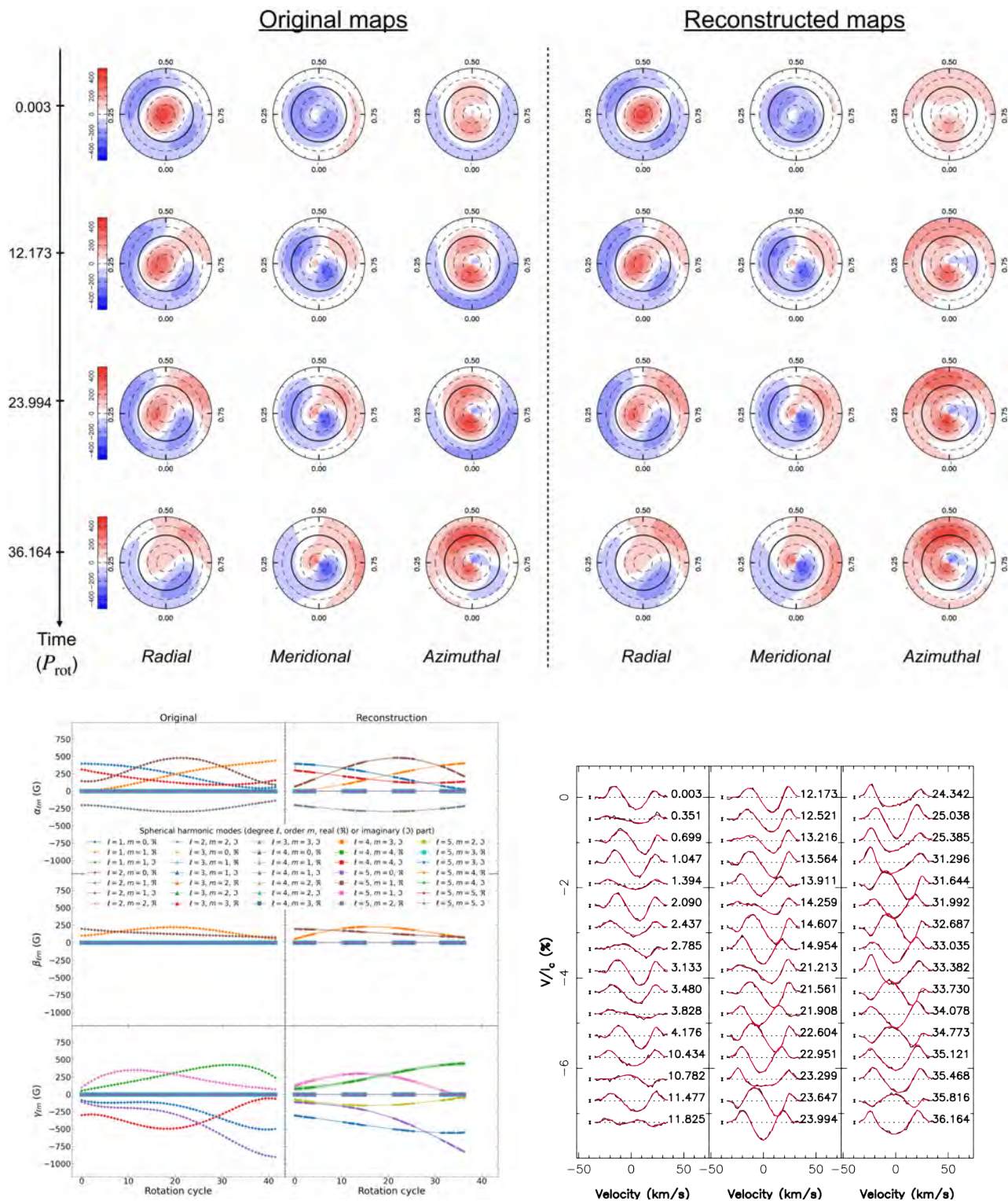


FIGURE 4.13 – Reconstruction du champ magnétique de référence (Section 4.3.3) à partir d'une campagne d'observations similaire à celle de SPIRou. Voir légende de la Fig. 4.5 pour plus de détails.

#### 4.4.4 Paramètres internes

J'ai donc estimé les performances de TIMeS vis-à-vis de tous les facteurs extérieurs à la méthode pouvant influencer le comportement du code et les résultats obtenus. Au sein même de la méthode, certains paramètres ont été fixés pour les simulations réalisées, mais pourraient devoir être modifiés pour l'étude de données réelles. Il s'agit de la pondération utilisée pour résoudre le problème BPDN ainsi que du nombre de profils  $n$  dans chaque sous-ensemble de profils sur lesquels le problème est résolu. Ce dernier point a déjà été abordé dans les sections précédentes puisque ce paramètre  $n$  doit être adapté à la période de rotation stellaire et à l'évolution du champ magnétique.

En revanche la pondération choisie est en partie arbitraire. En notant  $k_{\ell,m}$  le mode de degré  $\ell$  et d'ordre  $m$  (*i.e.* partie réelle ou imaginaire d'un coefficient complexe décrivant le champ), on la définit comme :

$$w_{k_{\ell,m}} = b \frac{\ell}{A_{k_{\ell,m}}} \quad (4.13)$$

où  $A_{k_{\ell,m}}$  représente l'amplitude moyenne des profils Stokes  $V$  associés au mode  $k_{\ell,m}$  (dans la base de données) et  $b$  est un facteur de proportionnalité. Pour nos simulations  $b = 1, 0.8$  ou  $0.5$  si le mode est associé à un coefficient  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  ou  $\gamma_{\ell,m}$ , respectivement.

Cette pondération étant proportionnelle au degré  $\ell$  du mode, elle empêche que des modes spurieux de haut degré soient ajoutés au modèle (topologie plus simple). Choisir une puissance supérieure de  $\ell$  dans la pondération conduit à être trop sélectif et certains modes ne sont plus sélectionnés lors de l'approche parcimonieuse. En revanche, ne pas prendre en compte le degré  $\ell$  dans la pondération permet la sélection de modes spurieux. De plus, on s'assure de ne pas considérer les modes ayant une faible contribution pour  $i$  et  $v$  sin  $i$  donnés en imposant un poids inversement proportionnel à  $A_{k_{\ell,m}}$  (*i.e.* si la signature du mode en Stokes  $V$  est très faible alors la pénalisation est très grande). Si on ne prend pas en compte cette spécificité dans le calcul de la pondération, on observe des incohérences dans la reconstruction, le code essayant d'affecter une intensité irréaliste sur les modes contribuant peu pour reproduire les données (*e.g.* notamment dans le cas d'une forte inclinaison  $i \sim 80^\circ$ ). Les valeurs de  $b$  ont été fixées empiriquement après plusieurs tests sur les cas de référence. Les amplitudes des profils Stokes  $V$  associés à  $\beta_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  sont environ deux fois plus petites que celles liées à  $\alpha_{\ell,m}$ , ce qui justifie de ne pas affecter la même valeur de  $b$  pour les modes associés aux 3 types de coefficients. En particulier, le choix de  $0.5$  pour les modes associés à  $\gamma_{\ell,m}$  signifie que l'on pénalise de la même façon la partie poloïdale (décrite par  $\alpha_{\ell,m}$ ) et toroïdale du champ. En revanche, les modes correspondant à  $\beta_{\ell,m}$  sont davantage pénalisés par rapport aux autres (d'un facteur  $0.8/0.5 = 1.6$ ) puisque ces modes ne décrivent qu'une contribution additionnelle au champ poloïdal, qui ne doit être ajoutée que dans le cas où les coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  ne suffisent pas.

Ainsi ces différents choix permettent de favoriser la reconstruction d'un champ le plus simple possible, décrit par des coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\gamma_{\ell,m}$  en priorité. Les coefficients  $\beta_{\ell,m}$  sont ajoutés seulement si les premiers ne suffisent pas à reproduire les données. Toutefois, pour l'analyse de données réelles il sera peut-être nécessaire de modifier davantage la pondération, notamment en jouant sur le facteur  $b$ , qui pourrait ne pas se révéler assez pénalisant ou au contraire trop pénalisant dans certains cas.





## 5 | Conclusion et perspectives

À cours de cette thèse de doctorat, je me suis intéressé à l'étude de l'activité magnétique d'étoiles T Tauri à faibles raies d'émission à partir de données obtenues avec SPIRou dans le cadre du grand programme *SPIRou Legacy Survey*. En utilisant les techniques de tomographie stellaire développées préalablement, j'ai pu reconstruire les distributions en brillance et la topologie du champ magnétique à grande échelle des wTTSs V410 Tau et LkCa 4. J'ai ensuite pu mettre en parallèle mes résultats, obtenus dans le domaine infrarouge proche, avec ceux obtenus à partir des données visibles collectées avec ESPaDOnS, quelques années auparavant. À partir de mesures vélocimétriques et d'indicateurs spécifiques à l'infrarouge, ma thèse a permis de contraindre un peu mieux l'activité stellaire des wTTSs. Bien que les deux étoiles étudiées montrent une évolution lente de leur topologie magnétique, il peut arriver que celle-ci évolue de manière significative au cours d'un semestre d'observations. J'ai donc également mis au point une méthode novatrice pour reconstruire les topologies magnétiques à grande échelle à la surface des étoiles en prenant en compte la dépendance temporelle, ce que les techniques couramment utilisées ne permettaient pas jusqu'à présent.

### Tomographie dans l'infrarouge

Les jeux de données collectés avec SPIRou ont permis de comparer les cartes de brillance et de champ magnétique de deux jeunes ( $\lesssim 2$  Ma) wTTSs très similaires, obtenues à partir de données collectées dans l'infrarouge proche et dans le visible (à deux époques différentes).

On s'est aperçu que la largeur équivalente des raies spectrales dans le domaine couvert par SPIRou pouvait être sensible à la température des taches à la surface de l'étoile, notamment pour LkCa 4 pour laquelle les largeurs équivalentes montrent des variations de 20% au cours d'une rotation, ce qui n'apparaissait pas dans le domaine visible couvert par ESPaDOnS. En prenant en compte ce phénomène pour LkCa 4, on trouve des taux de couverture en taches sombres et brillantes de 7–10% pour les deux étoiles avec les données SPIRou alors que dans le domaine visible, ils atteignent typiquement 15% (V410 Tau; Yu et al. 2019) à 25% (LkCa 4; Donati et al. 2014). Ces résultats illustrent bien le fait que les contrastes entre les inhomogénéités de surface et la photosphère calme environnante sont significativement plus faibles dans l'infrarouge proche que dans le visible, comme on s'y attend par la différence de longueurs d'onde entre les deux domaines. Alors que la distribution des taches à la surface de LkCa 4 se caractérise principalement par deux grosses structures (une tache sombre et une facule brillante), celle de V410 Tau est plus complexe, reflétant notamment le  $v \sin i$  plus grand et donc la meilleure résolution spatiale à la surface de cette deuxième étoile.

Plusieurs années se sont écoulées depuis les observations ESPaDOnS (ou NARVAL) et on ne peut donc pas s'attendre à observer exactement les mêmes distributions en infrarouge proche et en visible. Toutefois, on constate que la distribution en brillance à la surface de LkCa 4 reste similaire entre les deux instruments avec comme différence majeure une tache sombre s'étendant du pôle jusqu'à l'équateur en 2021–2022 alors qu'elle était confinée au niveau du pôle en 2014. Pour V410 Tau, nous avons été surpris de ne pas voir apparaître de tache sombre au niveau du pôle alors que cette structure apparaissait dans toutes les reconstructions depuis 25 ans. L'origine de cette différence n'est pas tout à fait claire pour le moment, mais on suppose qu'il s'agit d'un phénomène affectant le continuum dans le domaine infrarouge proche, induit par exemple par la présence de poussière dans la région polaire, plutôt qu'une disparition de cette tache. De futures observations spectropolarimétriques de V410 Tau, si possible en visible et en infrarouge proche à des époques contemporaines, sont nécessaires pour pouvoir statuer sur l'origine de cette différence.

Les reconstructions ZDI confirment que le champ magnétique à grande échelle de ces deux étoiles présente une forte composante toroïdale (englobant  $\sim 40\%$  de l'énergie magnétique reconstruite), pour une raison qui n'a pas encore été identifiée, bien qu'elles soient toutes les deux complètement convectives. En particulier, on peut affirmer que la topologie magnétique de LkCa 4 est plus simple (axisymétrique et dipolaire) que celle de V410 Tau (champ poloïdal peu dipolaire et non axisymétrique). La topologie magnétique de ces deux étoiles n'a que peu évolué depuis leur dernière observation (2014 pour LkCa 4, 2016 pour V410 Tau). Nos derniers résultats ne permettent donc pas de conclure sur l'existence d'un cycle magnétique pour ces étoiles, mais on peut affirmer que, s'il en existe un, alors il doit être plus long que 8 ans pour LkCa 4 et 11 ans pour V410 Tau.

## Activité stellaire dans l'infrarouge

Grâce au plus faible contraste entre les taches et la photosphère, le domaine couvert par SPIRou est propice à la détection d'exoplanètes autour d'étoiles de faible masse puisque les signaux d'activité stellaire dans les courbes de VR sont alors amoindris. C'est en effet ce que l'on observe dans le cas de V410 Tau où l'amplitude et la dispersion de nos mesures vélocimétriques sont plus faibles que les valeurs typiques observées pour cette étoile dans le visible. Pour LkCa 4, seule une courbe de VR a été mesurée dans le domaine visible (Donati et al., 2014) dont l'amplitude est plus faible que celle obtenue à partir des données SPIRou. De plus, on constate que la qualité du filtrage de l'activité stellaire est dégradée par rapport à l'étude de Donati et al. (2014) utilisant les mêmes méthodes. Ces différences s'expliquent principalement par le fait que la distribution des taches à la surface a évolué depuis 2014 mais également par la variabilité intrinsèque plus importante lors des observations SPIRou.

Les mesures vélocimétriques n'ont pas permis de mettre en évidence la présence d'une planète massive en orbite proche autour de ces deux étoiles. Au travers de simulations j'ai toutefois pu contraindre la masse maximale d'une potentielle planète au-dessus de laquelle nos jeux de données auraient permis sa détection. Notre jeu de données sur V410 Tau étant 8 fois moins fourni que celui de Yu et al. (2019), la contrainte apportée par notre étude est 5 fois plus grande mais reste compatible avec la leur. Concernant LkCa 4, on estime qu'aucune planète plus massive que  $4.3 M_{\text{jup}}$  n'est en orbite autour de cette étoile à une distance inférieure ou égale à 0.1 ua.

Seules quelques raies dans le domaine infrarouge ont été identifiées comme de potentiels indicateurs de l'activité stellaire, à savoir le triplet d'He I (1083 nm) ainsi que les raies d'hydrogène Pa $\beta$  (1282 nm) et Br $\gamma$  (2165 nm). Aujourd'hui, la façon dont ces raies réagissent aux inhomogénéités de surface (taches, facules) et à la topologie magnétique n'est pas claire. L'analyse des variations de ces 3 raies en fonction de la phase de rotation pour les deux wTTSs étudiées ont permis de faire un pas en avant dans ce domaine. En particulier, les résultats prometteurs obtenus lors de ma thèse suggèrent que les raies d'He I et Pa $\beta$  sont modulées par la rotation, bien qu'il ne soit pas toujours possible d'identifier clairement l'origine de ces modulations. En revanche la raie Br $\gamma$  ne contient aucune information sur l'activité stellaire de ces deux wTTSs. Il est maintenant nécessaire d'observer un plus grand échantillon de wTTSs pour dégager une tendance générale sur le comportement de ces raies dans ces étoiles, en particulier pour les raies d'He I et Pa $\beta$  davantage sensibles à l'activité et au champ magnétique stellaire.

## Variabilité de la surface et du champ magnétique

La surface des étoiles ainsi que leur topologie magnétique évoluent avec le temps sous l'effet de la rotation différentielle ou d'une variabilité intrinsèque. L'imagerie Zeeman-Doppler est en mesure de prendre en compte la rotation différentielle et nous a permis de confirmer son très faible niveau à la surface de LkCa 4 et V410 Tau. Plus précisément, pour V410 Tau, on estime que cette rotation différentielle est égale à  $7.1 \pm 1.4$  mrad d $^{-1}$  (i.e.  $7.7 \pm 1.5$  fois plus faible que celle du Soleil), compatible avec les mesures de Yu et al. (2019). Pour LkCa 4, nos observations ont permis de contraindre cette valeur à  $5.8 \pm 0.8$  mrad d $^{-1}$  (i.e.  $9.5 \pm 1.3$  fois plus faible que celle du Soleil). Cette estimation est bien plus précise que celle donnée par Donati et al. (2014) et significativement différente de 0, indiquant que les vitesses à la surface de l'étoile ne suivent pas une rotation de type corps solide.

Ces étoiles n'évoluent donc que très peu lors d'une campagne d'observation de quelques mois. Toutefois, sur plusieurs années, on observe que la topologie du champ magnétique ainsi que la distribution en brillance peuvent évoluer sous l'effet d'une variabilité intrinsèque à l'étoile (e.g. Yu et al. 2019). D'autres étoiles, peuvent montrer une évolution plus rapide sur l'espace de quelques mois, ce qui peut empêcher ZDI d'inverser l'ensemble des données en une seule fois. Au cours de ma thèse, j'ai donc développé une nouvelle méthode, nommée TIMEs, permettant de reconstruire une topologie magnétique à partir de profils Stokes  $V$ , à l'instar de ZDI, mais en prenant en compte sa dépendance temporelle. En pratique, la méthode repose sur l'utilisation de méthodes parcimonieuses pour identifier la topologie la plus simple possible et des processus Gaussiens pour modéliser l'évolution temporelle. Mes simulations montrent que cette méthode permet de retrouver les contributions poloïdale et toroïdale du champ magnétique et leur évolution temporelle en ajustant les profils Stokes  $V$  à un niveau proche de  $\chi_r^2 = 1$ . Toutefois, cette méthode montre ses limites lorsque la topologie magnétique évolue sur une échelle de temps plus courte que la période de rotation stellaire. Afin de surmonter cet obstacle, il est envisageable d'augmenter artificiellement l'échantillonnage de la période de rotation, e.g. *via* des méthodes de type analyse en composantes principales.

## Perspectives

Outre les deux wTTSs étudiées dans ma thèse, une cinquantaine d'étoiles TTS ont été observées avec SPIRou et permettront d'enrichir nos connaissances sur les mécanismes de dynamo sous-jacents à l'activité magnétique de ces étoiles. L'activité stellaire représente aujourd'hui une limite majeure à notre capacité à détecter et caractériser les planètes autour d'étoiles jeunes telles que AU Mic et V1298 Tau. Ces deux étoiles sont connues pour être très actives et posséder des systèmes planétaires multiples (David et al., 2019a,b; Suárez Mascareño et al., 2021; Klein et al., 2021). Elles représentent donc des cibles d'intérêt pour SPIRou. En particulier,  $\sim 50$  observations SPIRou de V1298 Tau ont été collectées entre Septembre 2021 et Janvier 2022 dans le cadre d'un projet PI indépendant (mené par moi-même) dans le but de pouvoir estimer la masse des planètes les plus massives de ce système et de pouvoir contraindre, si possible, la période de la quatrième planète. En particulier, obtenir de telles mesures permettra de compléter le diagramme masse-rayon des planètes à des phases précoces de l'évolution. Une fois ma thèse terminée, je souhaiterais donc pouvoir utiliser ces observations afin de réaliser une étude détaillée de cette étoile, similaire à celles effectuées pour V410 Tau et LkCa 4, mais en accentuant davantage l'aspect détection et caractérisation des exoplanètes. Une étude menée par Kochukhov & Reiners (2020) montre qu'il est possible de détecter des signatures Zeeman en polarisation linéaire pour AU Mic. Ainsi, un autre projet PI dans lequel je suis impliqué vient d'être soumis pour effectuer un suivi de cette étoile avec SPIRou en polarisation linéaire au premier semestre 2023. J'aimerais donc pouvoir m'investir pleinement dans cette étude une fois les données collectées afin d'aborder une autre facette de la spectropolarimétrie.

Le code d'imagerie TIMEs n'a pour l'heure été testé que sur des simulations qui prouvent que cette technique est réellement prometteuse. Ma thèse peut naturellement se poursuivre en confrontant cette méthode à des données réelles, notamment pour des étoiles dont l'évolution temporelle du champ magnétique à grande échelle s'effectue au cours d'un semestre d'observation. Les résultats préliminaires obtenus à partir des données collectées dans le cadre de mon projet PI sur V1298 Tau indiquent que cette étoile possède un fort champ magnétique évoluant rapidement. En effet, on observe une topologie magnétique dont l'intensité double quasiment entre Octobre 2021 et Janvier 2022. L'étude détaillée de V1298 Tau que je souhaite mener à court terme représente donc une bonne opportunité pour appliquer TIMEs en parallèle de ZDI et vérifier son comportement face aux données réelles.

À l'avenir, j'aimerais pouvoir apporter plusieurs modifications à la méthode TIMEs. En particulier, l'échantillonnage de la rotation stellaire représente actuellement la limite principale de cette approche. Comme mentionné dans la section précédente, il serait intéressant de pouvoir rendre cet échantillonnage plus dense, sans pour autant augmenter le nombre de données réelles puisque le temps d'observation reste limité. Ainsi, une piste que je souhaiterais explorer est l'analyse en composantes principales qui pourrait permettre d'ajouter des profils synthétiques à des phases de rotation non observées et donc ne plus être complètement dépendant de l'évolution du champ entre deux observations. Bien que l'inversion des profils Stokes  $I$  en carte de brillance ne soit pas un problème linéaire, je souhaiterais également adapter le code d'imagerie TIMEs à ce problème. Cela représente un nouveau défi, mais une telle méthode permettrait d'obtenir un modèle à la fois physique et flexible pour modéliser l'activité stellaire. À terme, j'aimerais que cette technique puisse améliorer le filtrage des signaux induits par les inhomogénéités de surface dans les courbes de VR pour augmenter



les chances de détecter et caractériser des planètes autour d'étoiles actives comme les étoiles TTS / post TTS.

Face aux résultats réellement encourageants apportés par SPIRou, notamment dans le cadre du SLS, de nombreux projets vont voir le jour impliquant SPIRou ou son instrument jumeau SPIP (qui devrait être installé sur le Télescope Bernard Lyot/TBL en 2023). Le SLS ayant pris fin cette année, un nouveau programme nommé SPICE (*SPIRou Legacy Survey - Consolidation & Enhancement*), de 174 nuits, va amplifier les études débutées avec le SLS et permettre l'observation de nombreuses autres étoiles, non incluses au sein du SLS, jusqu'en 2024. En parallèle, des projets sont également en cours pour combiner les performances des spectropolarimètres opérant dans le visible et dans l'infrarouge proche. En particulier, l'ambition est de pouvoir observer certaines cibles en utilisant en même temps les instruments SPIRou et ESPaDOnS (ou SPIP et NARVAL) en vue de couvrir un intervalle de longueur d'onde bien plus grand (370–2500 nm) et de pouvoir caractériser la distribution surfacique de brillance (sur l'ensemble de ce domaine) et du champ magnétique à grande échelle, en appliquant notamment les méthodes d'imagerie telles que ZDI ou TIMeS.

À plus long terme, j'aimerais pouvoir apporter ma contribution à de tels projets et bénéficier des données collectées pour effectuer mes recherches. Grâce à l'expérience acquise au cours de ma thèse, je souhaiterais pouvoir continuer à explorer l'activité magnétique (sur des échelles de temps allant du mois à plusieurs années) sur un plus large échantillon de wTTSs actives présentant diverses topologies magnétiques et différents nombres de Rossby, tout en continuant à étudier V410 Tau et LkCa 4 pour identifier de potentiels cycles magnétiques. En particulier, je pense que le domaine infrarouge, *e.g.* au travers du comportement des raies d'He I, Pa $\beta$  et Br $\gamma$  (ou d'autres à découvrir), représente un réel atout pour mener à bien cet objectif dans les prochaines années. De plus, l'utilisation conjointe de SPIRou et ESPaDOnS sera l'occasion d'étudier ces raies en parallèle des raies visibles bien connues pour tracer l'activité magnétique. Enfin, ma thèse s'étant principalement concentrée sur les wTTSs, j'aimerais pouvoir diversifier mes recherches en les élargissant à l'ensemble des étoiles jeunes, comme les cTTSs pour étudier l'accrétion de ces étoiles, non abordée ces trois dernières années, ou les étoiles post TTS comme V1298 Tau pour contraindre les scénarios de formation stellaire et planétaire.

L'exploration des nouveaux mondes avec SPIRou ne fait donc que commencer...



# Bibliographie

- Afram N., Berdyugina S. V., 2015, *A&A*, **576**, [A34](#)
- Afram N., Berdyugina S. V., 2019, *A&A*, **629**, [A83](#)
- Agol E., Steffen J., Sari R., Clarkson W., 2005, *MNRAS*, **359**, [567](#)
- Alencar S. H. P., et al., 2018, *A&A*, **620**, [A195](#)
- Alibert Y., Mordasini C., Benz W., Winisdoerffer C., 2005, *A&A*, **434**, [343](#)
- Andama G., Ndugu N., Anguma S. K., Jurua E., 2021, *MNRAS*,
- André P., 2002, in Bouvier J., Zahn J.-P., eds, *EAS Publications Series Vol. 3*, *EAS Publications Series*. pp 1–38, [doi:10.1051/eas:2002043](#)
- Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, *ApJ*, **406**, [122](#)
- André P., et al., 2010, *A&A*, **518**, [L102](#)
- Andrews S. M., Williams J. P., 2005, *ApJ*, **631**, [1134](#)
- Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi C., Dullemond C. P., 2009, *ApJ*, **700**, [1502](#)
- Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi C., Dullemond C. P., 2010, *ApJ*, **723**, [1241](#)
- Andrews S. M., Terrell M., Tripathi A., Ansdell M., Williams J. P., Wilner D. J., 2018, *ApJ*, **865**, [157](#)
- Ansdell M., et al., 2018, *ApJ*, **859**, [21](#)
- Armitage P. J., 2018, in Deeg H. J., Belmonte J. A., eds, , *Handbook of Exoplanets*. p. 135, [doi:10.1007/978-3-319-55333-7\\_135](#)
- Artigau É., et al., 2012, in Radziwill N. M., Chiozzi G., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8451*, *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II*. p. 84513I, [doi:10.1117/12.926334](#)
- Artigau É., et al., 2014, in Peck A. B., Benn C. R., Seaman R. L., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9149*, *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems V*. p. 914905 ([arXiv:1406.6927](#)), [doi:10.1117/12.2056385](#)
- Artigau É., Saint-Antoine J., Lévesque P.-L., Vallée P., Doyon R., Hernandez O., Moutou C., 2018, in Holland A. D., Beletic J., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 10709*, *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*. p. 107091P, [doi:10.1117/12.2314475](#)
- Artigau É., et al., 2022, *AJ*, **164**, [84](#)
- Arzoumanian D., Shimajiri Y., Inutsuka S.-i., Inoue T., Tachihara K., 2018, *PASJ*, **70**, [96](#)
- Arzoumanian D., et al., 2019, *A&A*, **621**, [A42](#)
- Babcock H. W., 1961, *ApJ*, **133**, [572](#)
- Baraffe I., Homeier D., Allard F., Chabrier G., 2015, *A&A*, **577**, [A42](#)
- Baranne A., et al., 1996, *A&AS*, **119**, [373](#)
- Barnard E. E., 1919, *ApJ*, **49**, [1](#)

- Barrière-Fouchet L., Gonzalez J. F., Murray J. R., Humble R. J., Maddison S. T., 2005, *A&A*, **443**, 185
- Baruteau C., et al., 2014a, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, Protostars and Planets VI. p. 667 ([arXiv:1312.4293](#)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch029](#)
- Baruteau C., et al., 2014b, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, Protostars and Planets VI. p. 667 ([arXiv:1312.4293](#)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch029](#)
- Bashi D., Zucker S., Adibekyan V., Santos N. C., Tal-Or L., Trifonov T., Mazeh T., 2020, *A&A*, **643**, A106
- Batygin K., Bodenheimer P. H., Laughlin G. P., 2016, *ApJ*, **829**, 114
- Beaugé C., Nesvorný D., 2012, *ApJ*, **751**, 119
- Beaugé C., Nesvorný D., 2013, *ApJ*, **763**, 12
- Beaulieu J. P., et al., 2006, *Nature*, **439**, 437
- Becker S., Bobin J., Candès E. J., 2011, *SIAM Journal on Imaging Sciences*, **4**, 1
- Berdyugina S. V., 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, **2**, 8
- Bessell M. S., Castelli F., Plez B., 1998, *A&A*, **333**, 231
- Beuermann K., et al., 2010, *A&A*, **521**, L60
- Birgin E. G., Martínez J. M., Raydan M., 2000, *SIAM Journal on Optimization*, **10**, 1196
- Birstiel T., Fang M., Johansen A., 2016, *Space Sci. Rev.*, **205**, 41
- Bitsch B., Izidoro A., Johansen A., Raymond S. N., Morbidelli A., Lambrechts M., Jacobson S. A., 2019, *A&A*, **623**, A88
- Boisse I., Bouchy F., Hébrard G., Bonfils X., Santos N., Vauclair S., 2011, *A&A*, **528**, A4
- Boley A. C., Granados Contreras A. P., Gladman B., 2016, *ApJ*, **817**, L17
- Bonfils X., et al., 2007, *A&A*, **474**, 293
- Bonfils X., et al., 2013, *A&A*, **549**, A109
- Bouchy F., Pepe F., Queloz D., 2001, *A&A*, **374**, 733
- Bouchy F., et al., 2017, *The Messenger*, **169**, 21
- Bouchy F., Doyon R., Pepe F., Wildi F., Blind N., Artigau E., Malo L., 2019, in EPSC-DPS Joint Meeting 2019. pp EPSC–DPS2019–1860
- Bouvier J., Forestini M., Allain S., 1997, *A&A*, **326**, 1023
- Bouvier J., Alencar S. H. P., Harries T. J., Johns-Krull C. M., Romanova M. M., 2007, in Reipurth B., Jewitt D., Keil K., eds, Protostars and Planets V. p. 479 ([arXiv:astro-ph/0603498](#))
- Bouvier J., Matt S. P., Mohanty S., Scholz A., Stassun K. G., Zanni C., 2014, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, Protostars and Planets VI. p. 433 ([arXiv:1309.7851](#)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch019](#)
- Bouvier J., et al., 2020, *A&A*, **643**, A99
- Broggi M., Giacobbe P., Guilluy G., de Kok R. J., Sozzetti A., Mancini L., Bonomo A. S., 2018, *A&A*, **615**, A16
- Brown S. F., Donati J. F., Rees D. E., Semel M., 1991, *A&A*, **250**, 463
- Browning M. K., 2008, *ApJ*, **676**, 1262
- Browning M. K., Miesch M. S., Brun A. S., Toomre J., 2006, *ApJ*, **648**, L157
- Brun A. S., Miesch M. S., Toomre J., 2004, *ApJ*, **614**, 1073
- Bryan M. L., et al., 2016, *ApJ*, **821**, 89

- Candes E., Romberg J., 2005, URL : [www.acm.caltech.edu/l1magic/downloads/l1magic.pdf](http://www.acm.caltech.edu/l1magic/downloads/l1magic.pdf), 4, 16
- Carleo I., et al., 2020, *A&A*, **638**, A5
- Carroll T. A., Strassmeier K. G., Rice J. B., Künstler A., 2012, *A&A*, **548**, A95
- Ceccarelli C., Caselli P., Bockelée-Morvan D., Mousis O., Pizzarello S., Robert F., Semenov D., 2014, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, *Protostars and Planets VI*. p. 859 ([arXiv:1403.7143](https://arxiv.org/abs/1403.7143)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch037](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch037)
- Chabrier G., Küker M., 2006, *A&A*, **446**, 1027
- Charpinet S., et al., 2011, *Nature*, **480**, 496
- Chatterjee S., Ford E. B., Matsumura S., Rasio F. A., 2008, *ApJ*, **686**, 580
- Chen S. S., Donoho D. L., Saunders M. A., 1998, *SIAM Journal on Scientific Computing*, **20**, 33
- Chib S., Jeliazkov I., 2001, *Journal of the American Statistical Association*, **96**, 270
- Claret A., Bloemen S., 2011, *A&A*, **529**, A75
- Coleman G. A. L., Papaloizou J. C. B., Nelson R. P., 2017, *MNRAS*, **470**, 3206
- Collier Cameron A., Robinson R. D., 1989, *MNRAS*, **236**, 57
- Collier Cameron A., et al., 2021, *MNRAS*, **505**, 1699
- Cosentino R., et al., 2012, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*. p. 84461V, [doi:10.1117/12.925738](https://doi.org/10.1117/12.925738)
- Cretignier M., Dumusque X., Allart R., Pepe F., Lovis C., 2020, *A&A*, **633**, A76
- Crockett C. J., Mahmud N. I., Prato L., Johns-Krull C. M., Jaffe D. T., Hartigan P. M., Beichman C. A., 2012, *ApJ*, **761**, 164
- Czesla S., Schröter S., Schneider C. P., Huber K. F., Pfeifer F., Andreasen D. T., Zechmeister M., 2019, *PyA : Python astronomy-related packages (ascl :1906.010)*
- David T. J., et al., 2019a, *ApJ*, **158**, 79
- David T. J., Petigura E. A., Luger R., Foreman-Mackey D., Livingston J. H., Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2019b, *ApJ*, **885**, L12
- Davis A. B., Cisewski J., Dumusque X., Fischer D. A., Ford E. B., 2017, *ApJ*, **846**, 59
- Dawson R. I., Johnson J. A., 2018, *ARA&A*, **56**, 175
- Deming D., Knutson H. A., 2020, *Nature Astronomy*, **4**, 453
- Díaz R. F., Almenara J. M., Santerne A., Moutou C., Lethuillier A., Deleuil M., 2014, *MNRAS*, **441**, 983
- Donati J. F., 2001, *Imaging the Magnetic Topologies of Cool Active Stars*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, pp 207–231, [doi:10.1007/3-540-45339-3\\_14](https://doi.org/10.1007/3-540-45339-3_14), [https://doi.org/10.1007/3-540-45339-3\\_14](https://doi.org/10.1007/3-540-45339-3_14)
- Donati J. F., 2003, in Trujillo-Bueno J., Sanchez Almeida J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 307, Solar Polarization*. p. 41
- Donati J. F., Brown S. F., 1997, *A&A*, **326**, 1135
- Donati J.-F., Landstreet J. D., 2009, *ARAA*, **47**, 333
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, **291**, 658
- Donati J. F., Mengel M., Carter B. D., Marsden S., Collier Cameron A., Wichmann R., 2000a, *MNRAS*, **316**, 699
- Donati J. F., Mengel M., Carter B. D., Marsden S., Collier Cameron A., Wichmann R., 2000b, *MNRAS*, **316**, 699



- Donati J. F., Collier Cameron A., Petit P., 2003, *MNRAS*, **345**, 1187
- Donati J.-F., Forveille T., Collier Cameron A., Barnes J. R., Delfosse X., Jardine M. M., Valenti J. A., 2006a, *Science*, **311**, 633
- Donati J. F., et al., 2006b, *MNRAS*, **370**, 629
- Donati J. F., et al., 2007, *MNRAS*, **380**, 1297
- Donati J. F., et al., 2013, *MNRAS*, **436**, 881
- Donati J. F., et al., 2014, *MNRAS*, **444**, 3220
- Donati J. F., et al., 2015, *MNRAS*, **453**, 3706
- Donati J. F., et al., 2016, *Nature*, **534**, 662
- Donati J. F., et al., 2017, *MNRAS*, **465**, 3343
- Donati J. F., et al., 2019, *MNRAS*, **483**, L1
- Donati J. F., et al., 2020a, *MNRAS*, **491**, 5660
- Donati J. F., et al., 2020b, *MNRAS*, **498**, 5684
- Dong S., Xie J.-W., Zhou J.-L., Zheng Z., Luo A., 2018, *Proceedings of the National Academy of Science*, **115**, 266
- Dumusque X., 2018, *A&A*, **620**, A47
- Dumusque X., et al., 2011, *A&A*, **535**, A55
- Edwards S., Fischer W., Hillenbrand L., Kwan J., 2006, *ApJ*, **646**, 319
- Efron B., Hastie T., Johnstone I., Tibshirani R., 2004, arXiv Mathematics e-prints, [p. math/0406456](https://arxiv.org/abs/math/0406456)
- Ercolano B., Pascucci I., 2017, *Royal Society Open Science*, **4**, 170114
- Feinstein A. D., Montet B. T., Ansdell M., Nord B., Bean J. L., Günther M. N., Gully-Santiago M. A., Schlieder J. E., 2020, *AJ*, **160**, 219
- Ferrario L., de Martino D., Gänsicke B. T., 2015, *Space Sci. Rev.*, **191**, 111
- Finociety B., Donati J.-F., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **516**, 5887
- Finociety B., et al., 2021, *MNRAS*, **508**, 3427
- Fischer W., Kwan J., Edwards S., Hillenbrand L., 2008, *ApJ*, **687**, 1117
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, **125**, 306
- Fouqué P., et al., 2018, *MNRAS*, **475**, 1960
- Fressin F., et al., 2013, *ApJ*, **766**, 81
- Fulton B. J., Petigura E. A., 2018, *AJ*, **156**, 264
- Fulton B. J., et al., 2017, *AJ*, **154**, 109
- Gaia Collaboration et al., 2021, *A&A*, **649**, A1
- Gallet F., Bouvier J., 2015, *A&A*, **577**, A98
- Galli P. A. B., et al., 2018, *ApJ*, **859**, 33
- Gaudi B. S., Winn J. N., 2007, *ApJ*, **655**, 550
- Ge D., Jiang X., Ye Y., 2011, *Mathematical Programming*, **129**, 285
- Getley A. K., Carter B., King R., O'Toole S., 2017, *MNRAS*, **468**, 2932
- Ghez A. M., White R. J., Simon M., 1997, *ApJ*, **490**, 353
- Ghosh P., Lamb F. K., 1979, *ApJ*, **234**, 296
- Gilbert E. A., et al., 2022, *AJ*, **163**, 147
- Gomes da Silva J., Santos N. C., Bonfils X., Delfosse X., Forveille T., Udry S., 2011, *A&A*, **534**, A30
- Gonzalez J. F., Laibe G., Maddison S. T., 2017, *MNRAS*, **467**, 1984
- Grankin K. N., Bouvier J., Herbst W., Melnikov S. Y., 2008, *A&A*, **479**, 827

- 
- Grasser N., et al., 2021, arXiv e-prints, [p. arXiv:2101.12200](#)
- Gray D. F., 2008, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 3 edn. Cambridge University Press, [doi:10.1017/CBO9781316036570](#)
- Greene T., 2001, *American Scientist*, **89**, 316
- Gregory S. G., Donati J. F., Morin J., Hussain G. A. J., Mayne N. J., Hillenbrand L. A., Jardine M., 2012, *ApJ*, **755**, 97
- Großschedl J. E., et al., 2018, *A&A*, **619**, A106
- Grudić M. Y., Guszejnov D., Hopkins P. F., Offner S. S. R., Faucher-Giguère C.-A., 2021, *MNRAS*, **506**, 2199
- Guilloteau S., Dutrey A., 1998, *A&A*, **339**, 467
- Gully-Santiago M. A., et al., 2017, *ApJ*, **836**, 200
- Günther M. N., et al., 2020, *AJ*, **159**, 60
- Güttler C., Blum J., Zsom A., Ormel C. W., Dullemond C. P., 2010, *A&A*, **513**, A56
- Haisch Karl E. J., Lada E. A., Lada C. J., 2001, *ApJ*, **553**, L153
- Hale G. E., 1908, *ApJ*, **28**, 315
- Hambálek L., Vaňko M., Paunzen E., Smalley B., 2019, *MNRAS*, **483**, 1642
- Hara N., 2017, Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01781046>
- Hara N. C., Boué G., Laskar J., Correia A. C. M., 2017, *MNRAS*, **464**, 1220
- Hartmann L., Herczeg G., Calvet N., 2016, *ARA&A*, **54**, 135
- Harvey K. L., White O. R., 1999, *ApJ*, **515**, 812
- Hathaway D. H., 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, **12**, 4
- Hatzes A. P., 1995, *ApJ*, **451**, 784
- Hayashi C., 1961, *PASJ*, **13**, 450
- Haywood R. D., et al., 2014, *MNRAS*, **443**, 2517
- Haywood R. D., et al., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **457**, 3637
- Hazra G., Vidotto A. A., Carolan S., Villarreal D'Angelo C., Manchester W., 2022, *MNRAS*, **509**, 5858
- Hébrard É. M., Donati J. F., Delfosse X., Morin J., Boisse I., Moutou C., Hébrard G., 2014, *MNRAS*, **443**, 2599
- Hendler N., Pascucci I., Pinilla P., Tazzari M., Carpenter J., Malhotra R., Testi L., 2020, *ApJ*, **895**, 126
- Hennebelle P., 2021, *A&A*, **655**, A3
- Hennebelle P., Inutsuka S.-i., 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, **6**, 5
- Henry L. G., Lelevier R., Levée R. D., 1955, *PASP*, **67**, 154
- Hill C. A., Carmona A., Donati J. F., Hussain G. A. J., Gregory S. G., Alencar S. H. P., Bouvier J., Matysse Collaboration 2017, *MNRAS*, **472**, 1716
- Hill C. A., Folsom C. P., Donati J. F., Herczeg G. J., Hussain G. A. J., Alencar S. H. P., Gregory S. G., Matysse Collaboration 2019, *MNRAS*, **484**, 5810
- Holman M. J., Murray N. W., 2005, *Science*, **307**, 1288
- Howard A. W., et al., 2012, *ApJS*, **201**, 15
- Huélamo N., et al., 2008, *A&A*, **489**, L9
- Hughes A. M., Duchêne G., Matthews B. C., 2018, *ARA&A*, **56**, 541
- Ida S., Lin D. N. C., 2008, *ApJ*, **673**, 487
- Jeffreys H., 1961, *Theory of Probability*, third edn. Oxford, Oxford, England

- 
- Johansen A., Blum J., Tanaka H., Ormel C., Bizzarro M., Rickman H., 2014, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, *Protostars and Planets VI*. p. 547 ([arXiv:1402.1344](https://arxiv.org/abs/1402.1344)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch024](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch024)
- Johns-Krull C. M., 1996, *A&A*, **306**, 803
- Johns-Krull C. M., 2007, *ApJ*, **664**, 975
- Johns-Krull C. M., Valenti J. A., Koresko C., 1999, *ApJ*, **516**, 900
- Joncour I., Bertout C., Menard F., 1994, *A&A*, **285**, L25
- Kalas P., et al., 2008, *Science*, **322**, 1345
- Kass R. E., Raftery A. E., 1995, *Journal of the American Statistical Association*, **90**, 773
- Kawaler S. D., 1988, *ApJ*, **333**, 236
- Kenyon S. J., Hartmann L., 1987, *ApJ*, **323**, 714
- Klein B., et al., 2021, *MNRAS*, **502**, 188
- Knutson H. A., et al., 2007, *Nature*, **447**, 183
- Kochukhov O., 2021, *A&ARv*, **29**, 1
- Kochukhov O., Reiners A., 2020, *ApJ*, **902**, 43
- Koenigl A., 1991, *ApJ*, **370**, L39
- Kokubo E., Ida S., 1998, *Icarus*, **131**, 171
- Kokubo E., Ida S., 2000, *Icarus*, **143**, 15
- Kozai Y., 1962, *AJ*, **67**, 591
- Kraus A. L., Ireland M. J., Martinache F., Hillenbrand L. A., 2011, *ApJ*, **731**, 8
- Krolikowski D. M., Kraus A. L., Rizzuto A. C., 2021, *AJ*, **162**, 110
- Kunimoto M., Matthews J. M., 2020, *AJ*, **159**, 248
- Lambrechts M., Johansen A., 2012, *A&A*, **544**, A32
- Lammer H., et al., 2007, *Astrobiology*, **7**, 185
- Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M., 2004, *Polarisation in Spectral Lines*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Larson R. B., 1969, *MNRAS*, **145**, 271
- Larson R. B., 2003, *Reports on Progress in Physics*, **66**, 1651
- Lee J. M., Fletcher L. N., Irwin P. G. J., 2012, *MNRAS*, **420**, 170
- Leighton R. B., 1969, *ApJ*, **156**, 1
- Levison H. F., Kretke K. A., Duncan M. J., 2015, *Nature*, **524**, 322
- Lidov M. L., 1962, *Planet. Space Sci.*, **9**, 719
- Lin D. N. C., Bodenheimer P., Richardson D. C., 1996, *Nature*, **380**, 606
- Linsky J. L., Avrett E. H., 1970, *PASP*, **82**, 169
- Lopez E. D., Fortney J. J., 2013, *ApJ*, **776**, 2
- Loren R. B., 1976, *ApJ*, **209**, 466
- Luhman K. L., Allen P. R., Espaillat C., Hartmann L., Calvet N., 2010, *ApJS*, **186**, 111
- Mac Low M.-M., Klessen R. S., 2004, *Reviews of Modern Physics*, **76**, 125
- Machida M. N., Basu S., 2019, *ApJ*, **876**, 149
- Machida M. N., Matsumoto T., 2011, *MNRAS*, **413**, 2767
- Machida M. N., Inutsuka S.-I., Matsumoto T., 2011, *PASJ*, **63**, 555
- Maeder A., 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*. Springer, [doi:10.1007/978-3-540-76949-1](https://doi.org/10.1007/978-3-540-76949-1)
- Mahadevan S., et al., 2014, in Ramsay S. K., McLean I. S., Takami H., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. p. 91471G, [doi:10.1117/12.2056417](https://doi.org/10.1117/12.2056417)

- Mahmud N. I., Crockett C. J., Johns-Krull C. M., Prato L., Hartigan P. M., Jaffe D. T., Beichman C. A., 2011, *ApJ*, **736**, 123
- Mallat S., Zhang Z., 1993, *IEEE Trans. Signal Process.*, **41**, 3397
- Marois C., Macintosh B., Barman T., Zuckerman B., Song I., Patience J., Lafrenière D., Doyon R., 2008, *Science*, **322**, 1348
- Marois C., Zuckerman B., Konopacky Q. M., Macintosh B., Barman T., 2010, *Nature*, **468**, 1080
- Masset F. S., Papaloizou J. C. B., 2003, *ApJ*, **588**, 494
- Masunaga H., Inutsuka S.-i., 2000, *ApJ*, **531**, 350
- Matsakos T., Königl A., 2016, *ApJ*, **820**, L8
- Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, **378**, 355
- Mayor M., et al., 2003, *The Messenger*, **114**, 20
- Mayor M., et al., 2011, arXiv e-prints, p. [arXiv:1109.2497](https://arxiv.org/abs/1109.2497)
- Mazeh T., Holczer T., Faigler S., 2016, *A&A*, **589**, A75
- Meunier N., Desort M., Lagrange A. M., 2010, *A&A*, **512**, A39
- Miotello A., van Dishoeck E. F., Kama M., Bruderer S., 2016, *A&A*, **594**, A85
- Mordasini C., Alibert Y., Benz W., 2009, *A&A*, **501**, 1139
- Morin J., 2009, PhD thesis, <http://www.theses.fr/2009TOU30288>
- Morin J., et al., 2008a, *MNRAS*, **384**, 77
- Morin J., et al., 2008b, *MNRAS*, **390**, 567
- Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2010, *MNRAS*, **407**, 2269
- Mouschovias T. C., Shu F. H., Woodward P. R., 1974, *A&A*, **33**, 73
- Moutou C., et al., 2017, *MNRAS*, **472**, 4563
- Moutou C., et al., 2020, *A&A*, **642**, A72
- Nakamura F., Li Z.-Y., 2005, *ApJ*, **631**, 411
- Naoz S., Farr W. M., Lithwick Y., Rasio F. A., Teyssandier J., 2011, *Nature*, **473**, 187
- Noyes R. W., Hartmann L. W., Baliunas S. L., Duncan D. K., Vaughan A. H., 1984, *ApJ*, **279**, 763
- Oliva E., et al., 2012, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*. p. 84463T, [doi:10.1117/12.925274](https://doi.org/10.1117/12.925274)
- Ormel C. W., Klahr H. H., 2010, *A&A*, **520**, A43
- Ortiz-León G. N., et al., 2017, *ApJ*, **834**, 141
- Owen J. E., Lai D., 2018, *MNRAS*, **479**, 5012
- Owen J. E., Wu Y., 2013, *ApJ*, **775**, 105
- Owen J. E., Wu Y., 2017, *ApJ*, **847**, 29
- Parker E. N., 1955, *ApJ*, **122**, 293
- Pasquini L., et al., 2008, in McLean I. S., Casali M. M., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. p. 70141I, [doi:10.1117/12.787936](https://doi.org/10.1117/12.787936)
- Pati Y., Rezaifar R., Krishnaprasad P., 1993, in *Proceedings of 27th Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*. pp 40–44 vol.1, [doi:10.1109/ACSSC.1993.342465](https://doi.org/10.1109/ACSSC.1993.342465)
- Pecaut M. J., Mamajek E. E., 2013, *ApJS*, **208**, 9

- Pepe F. A., et al., 2010, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III. p. 77350F, [doi:10.1117/12.857122](https://doi.org/10.1117/12.857122)
- Perruchot S., et al., 2008, in McLean I. S., Casali M. M., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II. p. 70140J, [doi:10.1117/12.787379](https://doi.org/10.1117/12.787379)
- Petigura E. A., et al., 2022, arXiv e-prints, p. [arXiv:2201.10020](https://arxiv.org/abs/2201.10020)
- Petrovich C., 2015, *ApJ*, **799**, 27
- Pevtsov A. A., Fisher G. H., Acton L. W., Longcope D. W., Johns-Krull C. M., Kankelborg C. C., Metcalf T. R., 2003, *ApJ*, **598**, 1387
- Pevtsov A. A., Virtanen I., Mursula K., Tlatov A., Bertello L., 2016, *A&A*, **585**, A40
- Phillips D. F., et al., 2012, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV. p. 84468O, [doi:10.1117/12.926465](https://doi.org/10.1117/12.926465)
- Pizzolato N., Maggio A., Micela G., Sciortino S., Ventura P., 2003, *A&A*, **397**, 147
- Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. J., Podolak M., Greenzweig Y., 1996, *Icarus*, **124**, 62
- Pont F., Sing D. K., Gibson N. P., Aigrain S., Henry G., Husnoo N., 2013, *MNRAS*, **432**, 2917
- Poon S. T. S., Nelson R. P., Coleman G. A. L., 2021, *MNRAS*, **505**, 2500
- Prato L., Huerta M., Johns-Krull C. M., Mahmud N., Jaffe D. T., Hartigan P., 2008, *ApJ*, **687**, L103
- Preibisch T., Brown A. G. A., Bridges T., Guenther E., Zinnecker H., 2002, *AJ*, **124**, 404
- Queloz D., et al., 2000, *A&A*, **354**, 99
- Quirrenbach A., et al., 2012, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV. p. 84460R, [doi:10.1117/12.925164](https://doi.org/10.1117/12.925164)
- Quirrenbach A., et al., 2014, in Ramsay S. K., McLean I. S., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V. p. 91471F, [doi:10.1117/12.2056453](https://doi.org/10.1117/12.2056453)
- Rajpaul V., Aigrain S., Osborne M. A., Reece S., Roberts S., 2015, *MNRAS*, **452**, 2269
- Rasio F. A., Ford E. B., 1996, *Science*, **274**, 954
- Rasmussen C., Williams C., 2006, Gaussian Processes for Machine Learning. Adaptive Computation and Machine Learning, MIT Press, Cambridge, MA, USA
- Rayner J., et al., 2016, in Evans C. J., Simard L., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI. p. 990884, [doi:10.1117/12.2232064](https://doi.org/10.1117/12.2232064)
- Rebull L. M., Wolff S. C., Strom S. E., 2004, *AJ*, **127**, 1029
- Reiners A., Bean J. L., Huber K. F., Dreizler S., Seifahrt A., Czesla S., 2010, *ApJ*, **710**, 432
- Reiners A., Shulyak D., Anglada-Escudé G., Jeffers S. V., Morin J., Zechmeister M., Kochukhov O., Piskunov N., 2013, *A&A*, **552**, A103
- Reiners A., et al., 2022, *A&A*, **662**, A41
- Réville V., Brun A. S., Matt S. P., Strugarek A., Pinto R. F., 2015, *ApJ*, **798**, 116
- Rice W. K. M., Armitage P. J., Hogg D. F., 2008, *MNRAS*, **384**, 1242
- Richert A. J. W., Getman K. V., Feigelson E. D., Kuhn M. A., Broos P. S., Povich M. S., Bate M. R., Garmire G. P., 2018, *MNRAS*, **477**, 5191



- Roberge A., Kamp I., 2010, *Exoplanets*, pp 269–295
- Route M., 2016, *ApJ*, **830**, L27
- Ryabchikova T., Piskunov N., Kurucz R. L., Stempels H. C., Heiter U., Pakhomov Y., Barklem P. S., 2015, *Phys. Scr.*, **90**, 054005
- Saar S. H., 1988, *ApJ*, **324**, 441
- Santerne A., et al., 2016, *A&A*, **587**, A64
- Sanz-Forcada J., Dupree A. K., 2008, *A&A*, **488**, 715
- Saumon D., Guillot T., 2004, *ApJ*, **609**, 1170
- Schadee A., 1978, *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer*, **19**, 517
- Schöfer P., et al., 2019, *A&A*, **623**, A44
- Schwab C., Stürmer J., Gurevich Y. V., Führer T., Lamoreaux S. K., Walther T., Quirrenbach A., 2015, *PASP*, **127**, 880
- Seager S., Mallén-Ornelas G., 2003, *ApJ*, **585**, 1038
- See V., et al., 2019, *ApJ*, **876**, 118
- Semel M., 1989, *A&A*, **225**, 456
- Short C. I., Doyle J. G., 1998, *A&A*, **331**, L5
- Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, *A&A*, **358**, 593
- Skelly M. B., Donati J. F., Bouvier J., Grankin K. N., Unruh Y. C., Artemenko S. A., Petrov P., 2010, *MNRAS*, **403**, 159
- Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, **211**, 111
- Skumanich A., Smythe C., Frazier E. N., 1975, *ApJ*, **200**, 747
- Smith J. C., et al., 2012, *PASP*, **124**, 1000
- Spiegel E. A., Zahn J. P., 1992, *A&A*, **265**, 106
- Stelzer B., et al., 2003, *A&A*, **411**, 517
- Stelzer B., Flaccomio E., Briggs K., Micela G., Scelsi L., Audard M., Pillitteri I., Güdel M., 2007, *A&A*, **468**, 463
- Stumpe M. C., et al., 2012, *PASP*, **124**, 985
- Stumpe M. C., Smith J. C., Catanzarite J. H., Van Cleve J. E., Jenkins J. M., Twicken J. D., Girouard F. R., 2014, *PASP*, **126**, 100
- Suárez Mascareño A., Rebolo R., González Hernández J. I., 2016, *A&A*, **595**, A12
- Suárez Mascareño A., et al., 2021, *Nature Astronomy*,
- Swiggum C., et al., 2021, *ApJ*, **917**, 21
- Szabó G. M., Kiss L. L., 2011, *ApJ*, **727**, L44
- Thompson A. P. G., Watson C. A., de Mooij E. J. W., Jess D. B., 2017, *MNRAS*, **468**, L16
- Tibshirani R., 1996, *Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Methodological)*, **58**, 267
- Trilling D. E., Benz W., Guillot T., Lunine J. I., Hubbard W. B., Burrows A., 1998, *ApJ*, **500**, 428
- Unno W., 1956, *PASJ*, **8**, 108
- Valsecchi F., Rappaport S., Rasio F. A., Marchant P., Rogers L. A., 2015, *ApJ*, **813**, 101
- Van Eylen V., Agentoft C., Lundkvist M. S., Kjeldsen H., Owen J. E., Fulton B. J., Petigura E., Snellen I., 2018, *MNRAS*, **479**, 4786
- Vaytet N., Commerçon B., Masson J., González M., Chabrier G., 2018, *A&A*, **615**, A5
- Vidal-Madjar A., Lecavelier des Etangs A., Désert J. M., Ballester G. E., Ferlet R., Hébrard G., Mayor M., 2003, *Nature*, **422**, 143
- Vidotto A. A., et al., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **441**, 2361

- 
- Vogt S. S., Penrod G. D., 1983, *PASP*, **95**, 565
- Vogt S. S., Penrod G. D., Hatzes A. P., 1987, *ApJ*, **321**, 496
- Vogt S. S., et al., 1994, in Crawford D. L., Craine E. R., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 2198, Instrumentation in Astronomy VIII. p. 362, [doi:10.1117/12.176725](https://doi.org/10.1117/12.176725)
- Weber E. J., Davis Leverett J., 1967, *ApJ*, **148**, 217
- Weidenschilling S. J., 1977, *MNRAS*, **180**, 57
- Weidling R., Güttler C., Blum J., 2012, *Icarus*, **218**, 688
- White R. J., Ghez A. M., 2001, *ApJ*, **556**, 265
- Williams J. P., Best W. M. J., 2014, *ApJ*, **788**, 59
- Williams J. P., Cieza L. A., 2011, *ARA&A*, **49**, 67
- Wilson R. W., Jefferts K. B., Penzias A. A., 1970, *ApJ*, **161**, L43
- Wright N. J., Drake J. J., 2016, *Nature*, **535**, 526
- Wright J. T., Marcy G. W., Howard A. W., Johnson J. A., Morton T. D., Fischer D. A., 2012, *ApJ*, **753**, 160
- Wu Y., Murray N., 2003, *ApJ*, **589**, 605
- Yadav R. K., Christensen U. R., Morin J., Gastine T., Reiners A., Poppenhaeger K., Wolk S. J., 2015, *ApJ*, **813**, L31
- Yashiro S., Gopalswamy N., 2008, *Proceedings of the International Astronomical Union*, **4**
- Yee J. C., et al., 2021, *AJ*, **162**, 180
- Youdin A. N., Goodman J., 2005, *ApJ*, **620**, 459
- Yu L., et al., 2017, *MNRAS*, **467**, 1342
- Yu L., et al., 2019, *MNRAS*, **489**, 5556
- Zanni C., Ferreira J., 2013, *A&A*, **550**, A99
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, *A&A*, **496**, 577
- Zeeman P., 1897, *ApJ*, **5**, 332
- Zhan Z., et al., 2019, *ApJ*, **876**, 127
- Zhou G., et al., 2019, *AJ*, **158**, 141
- Zhu W., Dong S., 2021, *ARA&A*, **59**
- Zirin H., 1982, *ApJ*, **260**, 655
- Zucker C., Speagle J. S., Schlafly E. F., Green G. M., Finkbeiner D. P., Goodman A., Alves J., 2020, *A&A*, **633**, A51
- van Dishoeck E. F., Blake G. A., Draine B. T., Lunine J. I., 1993, in Levy E. H., Lunine J. I., eds, Protostars and Planets III. p. 163
- van Dishoeck E. F., et al., 2021, *A&A*, **648**, A24
- van den Berg E., Friedlander M. P., 2009, *SIAM Journal on Scientific Computing*, **31**, 890

# Table des figures

1.1	Étapes de formation stellaire . . . . .	6
1.2	Diagramme de Hertzsprung-Russell . . . . .	9
1.3	Vue schématique d'une étoile T Tauri et de son disque protoplanétaire . . . . .	11
1.4	Scénarios proposés pour expliquer l'existence des Jupiter chauds . . . . .	12
1.5	Illustration du principe de corrélation croisée (CCF) . . . . .	16
1.6	Courbe de lumière lors d'un transit planétaire . . . . .	18
1.7	Illustration de l'effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	20
1.8	Microlentille et imagerie directe . . . . .	21
1.9	Distribution des exoplanètes confirmées . . . . .	24
1.10	Écart de Fulton . . . . .	25
1.11	Relation entre l'activité stellaire et le nombre de Rossby . . . . .	26
1.12	Image et magnétogramme du Soleil . . . . .	29
1.13	Effet d'une tache sombre à une latitude de $30^\circ$ sur les raies spectrales . . . . .	30
1.14	Effet d'une tache sombre polaire sur les raies spectrales . . . . .	31
1.15	Présentation de SPIRou . . . . .	33
2.1	Représentation des paramètres de Stokes . . . . .	39
2.2	Illustration de l'effet Zeeman . . . . .	41
2.3	Signature d'une région magnétique en polarisation circulaire . . . . .	45
2.4	Régression par Processus Gaussiens . . . . .	52
2.5	Fonctions de covariance utilisée au cours de cette thèse . . . . .	53
3.1	Position de V410 Tau et LkCa 4 dans le diagramme de Hertzsprung-Russell . . . . .	58
3.2	Courbes de lumière obtenues par le télescope spatial TESS pour V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	63
3.3	Brillance relative attendue dans la bande $I_c$ , correspondant aux données TESS, en fonction de la brillance relative dans la bande $H$ observée par SPIRou . . . . .	65
3.4	Variations de la largeur équivalente des profils LSD Stokes $I$ de LkCa 4 . . . . .	66
3.5	Reconstructions ZDI de V410 Tau . . . . .	69
3.6	Reconstructions ZDI de LkCa 4 . . . . .	70
3.7	Influence de la relation entre la profondeur du profil LSD Stokes $I$ et la brillance relative sur la courbe de lumière . . . . .	71
3.8	Ajustement des indices de couleur $V - I_c$ en fonction de la magnitude en bande $V$ pour V410 Tau et LkCa 4 à partir d'un modèle à 2 températures . . . . .	72
3.9	Évolution du champ longitudinal de V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	74
3.10	Rotation différentielle de V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	75

---

3.11	Vitesses radiales de V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	79
3.12	Spectres médians des raies d'He I, Pa $\beta$ et Br $\gamma$ pour V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	83
3.13	VLEs en fonction de la phase de rotation pour les raies d'He I, Pa $\beta$ et Br $\gamma$ pour V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	86
4.1	Illustration du principe de parcimonie pour deux normes différentes . . . . .	90
4.2	Illustration de la phase d'identification des modes . . . . .	95
4.3	Illustration du processus itératif visant à affiner la sélection des modes . . . . .	97
4.3	Suite. . . . .	98
4.4	Champ longitudinal pour une topologie magnétique simulée purement poloïdale . . . . .	100
4.5	Reconstruction d'un champ purement poloïdal . . . . .	102
4.6	Champ longitudinal pour une topologie simulée purement toroïdale . . . . .	103
4.7	Reconstruction d'un champ purement toroïdal . . . . .	104
4.8	Reconstruction d'un champ réaliste composé d'une contribution poloïdale et une toroïdale . . . . .	105
4.9	Reconstruction d'une topologie magnétique évoluant dans le temps avec le code initial d'imagerie Zeeman-Doppler . . . . .	106
4.10	Reconstruction d'un champ simulé complexe $\ell \leq 6$ . . . . .	109
4.11	Reconstruction d'un champ réaliste simple à partir d'observations bruitées (SNR égal à 1000) . . . . .	110
4.12	Champ longitudinal pour un champ réaliste pour lequel les mesures sont collectés suivant un planning d'observations similaire à SPIRou . . . . .	111
4.13	Reconstruction d'un champ simulé à partir d'une campagne d'observations similaire à celles de SPIRou . . . . .	112
B.1	Vue schématique des coordonnées sphériques. . . . .	139

# Liste des tableaux

3.1	Paramètres stellaires pour les deux étoiles étudiées dans cette thèse . . . . .	57
3.2	Magnitudes et couleurs pour V410 Tau dans différentes bandes photométriques	59
3.3	Amplitude de la courbe de lumière mesurée dans les bandes $V$ , $R_c$ , $I_c$ avec le télescope AZT-11 et avec le filtre TESS pour V410 Tau et LkCa 4. . . . .	64
3.4	Résumé des paramètres de rotation différentielle déterminés avec ZDI pour V410 Tau et LkCa 4 . . . . .	77





# A | Polarisation

L'objectif de cette annexe est d'introduire plus formellement les paramètres de Stokes (section A.1) et de présenter brièvement les équations de transfert radiatif pour un rayonnement polarisé en présence d'un champ magnétique (section A.2.1). L'idée n'est pas ici de refaire l'ensemble des démonstrations, on invite le lecteur intéressé à se reporter à [Landi Degl'Innocenti & Landolfi \(2004\)](#) pour une démonstration plus complète. Enfin, on présentera la solution d'Unno-Rachkovsky, utilisée dans les codes d'imagerie ZDI et TIMEs présentés dans cette thèse (section A.2.2).

## A.1 Paramètres de Stokes

La polarisation de la lumière décrit l'évolution de l'orientation du vecteur champ électrique (et donc aussi du champ magnétique) dans une onde électromagnétique se propageant. Pour présenter cette propriété fondamentale, on considère une onde électromagnétique monochromatique associée à la longueur d'onde  $\lambda$  (nombre d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ) et à la pulsation  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ , se propageant selon un axe  $\mathbf{z}$  :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_x \exp(i(\omega t - kz)) \\ \zeta_y \exp(i(\omega t - kz + \delta)) \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

L'information sur la polarisation est contenue dans les deux amplitudes  $\zeta_x$  et  $\zeta_y$  ainsi que dans le déphasage relatif  $\delta$  entre les deux composantes de l'onde.

Si la courbe décrite par la pointe du vecteur  $\mathbf{E}$  au cours du temps tourne dans le plan  $(x, y)$ , on parle de polarisation elliptique ou circulaire si  $|\zeta_x| = |\zeta_y|$ , ce qui correspond à  $\delta = \pm\pi/2$ . En revanche, si le vecteur  $\vec{E}$  oscille dans un plan fixe, on parle de polarisation linéaire, ce qui correspond à  $\delta = 0$  ou à une des amplitudes nulle.

En pratique, on s'intéresse plutôt au vecteur de Stokes  $\mathbf{I}$  qui regroupe l'ensemble des informations concernant la polarisation d'une onde électromagnétique. Ce vecteur est composé de 4 quantités, chacune fonction de la longueur d'onde :  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$  qui représentent l'intensité de l'onde, deux états de polarisation linéaire et la polarisation circulaire, respectivement.

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_x^2 + \zeta_y^2 \\ \zeta_x^2 - \zeta_y^2 \\ 2\zeta_x\zeta_y \cos \delta \\ 2\zeta_x\zeta_y \sin \delta \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

En notant  $I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ , on définit le taux de polarisation  $I_p/I$ . Ce taux est

compris entre 0 et 1. En particulier, on a  $I_p/I = 1$  pour une lumière entièrement polarisée et  $I_p/I = 0$  pour une lumière non polarisée. Dans ce dernier cas, l'évolution du vecteur  $\vec{E}$  dans le plan d'onde est alors purement stochastique, c'est-à-dire que les paramètres  $\zeta_x$ ,  $\zeta_y$  et  $\delta$  varient de manière aléatoire dans le temps.

Il faut noter que le vecteur de Stokes est défini par rapport à une direction de référence. Ainsi, lorsque cette direction est tournée d'un angle  $\alpha$ , il convient de savoir comment est modifiée la polarisation. Il apparaît que  $I$  et  $V$  restent invariants mais les états de polarisation linéaire  $Q$  et  $U$  subissent une rotation d'angle  $2\alpha$  dans le plan  $U$ - $Q$  et deviennent :

$$\begin{cases} Q' &= \cos 2\alpha Q + \sin 2\alpha U \\ U' &= -\sin 2\alpha Q + \cos 2\alpha U \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

On constate toutefois que la polarisation linéaire  $\sqrt{Q^2 + U^2}$  totale reste inchangée.

## A.2 Transfert de rayonnement en lumière polarisée

### A.2.1 Équations générales

On présente brièvement les équations de transfert radiatif pour un rayonnement polarisé en présence d'un champ magnétique. On suppose également une atmosphère plan-parallèle et que celle-ci est en équilibre thermodynamique local (ETL). L'équation générale de transfert radiatif est :

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{K}(\mathbf{I} - \mathbf{S}) \quad (\text{A.4})$$

où  $\mu = \cos\theta$  est le cosinus de l'angle de limbe (*i.e.*  $\theta$  est l'angle entre la normale au plan de l'atmosphère et le rayon lumineux),  $\tau$  est la profondeur optique et  $\mathbf{S} = (S, 0, 0, 0)^T$  représente une fonction source avec  $S$  se réduisant à la fonction de Planck, notée  $B_p$  dans la suite, dans le cadre de l'ETL.  $\mathbf{K}$  est la matrice de propagation, représentée par la somme d'une matrice d'absorption, d'une matrice de dichroïsme (associée à l'absorption différente pour chaque état de polarisation) et d'une matrice de dispersion (associée au déphasage des états de polarisation pendant la propagation de l'onde). On définit alors la matrice de propagation par :

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l}
\eta_I = 1 + \frac{\eta_0}{2} \left[ h_\pi \sin^2 \gamma + \frac{h_{\sigma_r} + h_{\sigma_b}}{2} (\cos^2 \gamma + 1) \right] \\
\eta_Q = \frac{\eta_0}{2} \left[ h_\pi - \frac{h_{\sigma_r} + h_{\sigma_b}}{2} \right] \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\
\eta_U = \frac{\eta_0}{2} \left[ h_\pi - \frac{h_{\sigma_r} + h_{\sigma_b}}{2} \right] \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\
\eta_V = \frac{\eta_0}{2} [h_{\sigma_r} - h_{\sigma_b}] \cos \gamma \\
\rho_Q = \eta_0 \left[ f_\pi - \frac{f_{\sigma_r} + f_{\sigma_b}}{2} \right] \sin^2 \gamma \cos 2\chi \\
\rho_U = \eta_0 \left[ f_\pi - \frac{f_{\sigma_r} + f_{\sigma_b}}{2} \right] \sin^2 \gamma \sin 2\chi \\
\rho_V = \eta_0 [f_{\sigma_r} - f_{\sigma_b}] \cos \gamma
\end{array} \right. \quad (\text{A.6})$$

On note  $l$  la longueur d'onde réduite  $l = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}$  et  $l_B = 4.67 \times 10^{-12} \frac{\lambda_0^2 g B}{\Delta\lambda}$  le décalage en longueur d'onde réduite par effet Zeeman ( $\Delta\lambda$  égal à  $100 \times 10^{-4}$  ou  $200 \times 10^{-4}$  dans cette thèse). Alors,  $h_\pi$ ,  $h_{\sigma_r}$  et  $h_{\sigma_b}$  correspondent à la fonction de Voigt évaluée en  $l$ ,  $l + \Delta l_B$  et  $l - \Delta l_B$ , respectivement, tandis que  $f_\pi$ ,  $f_{\sigma_r}$  et  $f_{\sigma_b}$  représentent la fonction de Voigt-Faraday, évaluée en ces mêmes points.  $\eta_0$  est égal au rapport des opacités dans la raie,  $\kappa_l$ , et dans le continu  $\kappa_c$ .  $\gamma$  et  $\chi$  sont respectivement l'angle d'inclinaison du vecteur champ magnétique par rapport à la ligne de visée et l'angle d'azimut (*i.e.* l'angle du champ magnétique par rapport à une direction de référence dans le plan orthogonal à la ligne de visée).

## A.2.2 Solution de Unno-Rachkovsky

Le modèle utilisé par les codes d'imagerie ZDI et TIMeS pour modéliser les raies spectrales correspond à celui d'une atmosphère de Milne-Eddington qui repose sur les hypothèses suivantes :

- Atmosphère plan-parallèle, semi-infinie et en équilibre thermodynamique local (*i.e.* la fonction source est égale à la fonction de Planck) ;
- Tous les paramètres affectant la matrice de propagation sont indépendants de la profondeur, *i.e.*  $\mathbf{K}$  reste constant ;
- La loi de Planck dépend linéairement de la profondeur optique :  $B_p(\tau) = B_0(1 + \beta\tau)$ .

Sous ces hypothèses, il est possible de déterminer une solution analytique de l'équation de transfert radiatif pour un rayonnement polarisé en présence d'un champ magnétique (Eq. (A.4)). Cette solution est appelée solution d'Unno-Rachkovsky (Unno, 1956). On peut montrer que la radiation émergeant au sommet de l'atmosphère (*i.e.*  $\tau = 0$  et  $\mu > 0$ ), s'exprime par :

$$\mathbf{I}(0, \mu) = B_0 [\mathbf{1} + \beta\mu\mathbf{K}^{-1}] \mathbf{U} \quad (\text{A.7})$$

où  $\mathbf{1}$  et  $\mathbf{U}$  représente la matrice identité et le vecteur  $(1, 0, 0, 0)^T$ , respectivement.

Dans le continu, les matrices de dichroïsme et de propagation sont nulles et  $\eta_I = 1$ , ce qui permet d'obtenir l'intensité du continu non polarisé au sommet de l'atmosphère :

$$I_c(0, \mu) = B_0(1 + \beta\mu) \quad (\text{A.8})$$

En normalisant la solution obtenue en Eq. (A.7) par cette valeur, on obtient les équations d'Unno-Rachkovsky :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = \frac{1}{\beta\mu + 1} \left( 1 + \Delta^{-1} \beta\mu \eta_I (\eta_I^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) \right) \\ Q = -\frac{\beta\mu}{(\beta\mu + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_Q + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_Q - \eta_I (\eta_U \rho_V - \eta_V \rho_U) \right) \\ U = -\frac{\beta\mu}{(\beta\mu + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_U + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_U - \eta_I (\eta_V \rho_Q - \eta_Q \rho_V) \right) \\ V = -\frac{\beta\mu}{(\beta\mu + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_V + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_V \right) \\ \Delta = \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) - (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)^2 \end{array} \right. \quad (\text{A.9})$$

Toutefois, en utilisant une loi d'assombrissement-centre bord linéaire (de coefficient  $\epsilon$ ), on peut remplacer la dépendance en  $\mu$  de ces équations. En notant  $C_q$  la brillance relative et en introduisant les facteurs de remplissage  $f_I$  et  $f_V$ , on obtient alors celles utilisées par nos codes d'imagerie (ZDI et TIMeS) pour déterminer les profils locaux :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = f_I \frac{1}{\beta + 1} \left( 1 + \Delta^{-1} \beta \eta_I (\eta_I^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) \right) C_0 + (1 - f_I) \frac{1}{\beta + 1} \left( 1 + \beta (1 + \eta_0 h_\pi)^{-1} \right) C_0 \\ Q = -f_V \frac{\beta}{(\beta + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_Q + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_Q - \eta_I (\eta_U \rho_V - \eta_V \rho_U) \right) C_0 \\ U = -f_V \frac{\beta}{(\beta + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_U + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_U - \eta_I (\eta_V \rho_Q - \eta_Q \rho_V) \right) C_0 \\ V = -f_V \frac{\beta}{(\beta + 1)\Delta} \left( \eta_I^2 \eta_V + (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \rho_V \right) C_0 \\ \Delta = \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) - (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)^2 \\ C_0 = C_q \frac{1 - \epsilon + \mu\epsilon}{1 - \epsilon/3} \end{array} \right. \quad (\text{A.10})$$



# B | Harmoniques Sphériques

Cette annexe présente les harmoniques sphériques et leur application dans le cas d'un champ vectoriel. En particulier, la section B.1 introduit la définition formelle des harmoniques sphériques d'un point de vue mathématique. La section B.2 détaille le concept de vecteurs harmoniques sphériques permettant de décomposer un champ vectoriel à partir des harmoniques sphériques tandis que la section B.3 se focalise sur l'application de ce concept au champ magnétique.

## B.1 Définition des harmoniques sphériques

Considérons un système de coordonnées sphériques défini par les vecteurs  $e_r$ ,  $e_\theta$  et  $e_\varphi$ , correspondant à la coordonnée radiale, méridienne et azimutale, respectivement, comme illustré en Fig. B.1. Dans ce système de coordonnées, un point est repéré par ses 3 coordonnées  $r$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  représentant la distance radiale de ce point par rapport au centre de la sphère, sa colatitude et sa longitude.

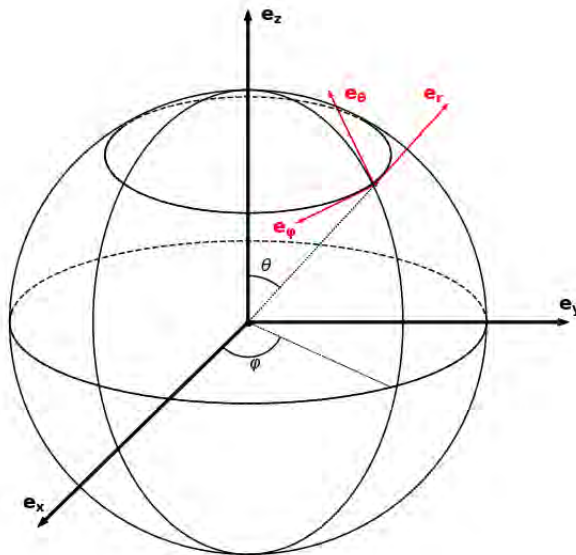


FIGURE B.1 – Vue schématique des coordonnées sphériques.

Si on considère un champ dérivant d'un potentiel  $\psi$  (comme c'est le cas du champ magnétique) alors ce potentiel doit vérifier l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Les solutions de cette équation peuvent se trouver en effectuant une séparation des variables et donc en cherchant trois fonctions d'une seule variable  $R(r)$ ,  $\Theta(\theta)$  et  $\Phi(\varphi)$  telles que  $\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$

On peut montrer que les fonctions  $R$  et  $\Phi$  sont de la forme :

$$R(r) = Ar^\ell + \frac{B}{r^{\ell+1}} \quad (\text{B.2})$$

$$\Phi(\varphi) = C \exp(im\varphi) \quad (\text{B.3})$$

En revanche, la dépendance azimutale est plus difficile à déterminer. En posant  $x = \cos \theta$ , on peut montrer que  $\Phi$  doit vérifier l'équation générale de Legendre :

$$(1 - x^2) \frac{d^2}{dx^2} \Phi(x) - 2x \frac{d}{dx} \Phi(x) + \left( \ell(\ell + 1) - \frac{m^2}{1 - x^2} \right) \Phi(x) = 0 \quad (\text{B.4})$$

Les solutions de cette équation sont les polynômes associés de Legendre  $P_\ell^m$  qui vérifient la relation suivante :

$$P_\ell^m(x) = (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_\ell(x) \quad (\text{B.5})$$

avec

$$P_\ell(x) = \frac{1}{2^\ell \ell!} \frac{d^\ell}{dx^\ell} [(x^2 - 1)^\ell] \quad (\text{B.6})$$

Au final, il existe  $2\ell + 1$  solutions pour la dépendance azimutale de l'équation de Laplace pour un  $\ell$  donné. En combinant tous ces résultats, on en déduit que la partie angulaire de  $\psi$  peut s'écrire comme le produit d'un polynôme associé de Legendre et d'une exponentielle complexe.

De manière générale, on note  $Y_{\ell,m}$  ces solutions, que l'on appelle harmoniques sphériques de degré  $\ell$  et d'ordre  $m$ . On prendra les conventions suivantes :

$$Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}} P_{\ell,m}(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (\text{B.7})$$

où

$$P_{\ell,m}(x) = (-1)^m P_\ell^m(x) \quad (\text{B.8})$$

Avec cette définition les harmoniques sphériques sont normalisées. De plus, ces fonctions forment une base orthonormée à la surface d'une sphère de rayon unitaire, signifiant que toute fonction définie à la surface d'une sphère peut s'exprimer comme une combinaison linéaire des différentes harmoniques sphériques.

## B.2 Vecteurs Harmoniques Sphériques

On peut décomposer un champ vectoriel grâce aux harmoniques sphériques et aux vecteurs harmoniques sphériques (*Vector Spherical Harmonics*; VSH) associés que l'on note :

$$\mathbf{Y}_{\ell,m} = Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_r \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbf{S}_{\ell,m} = r \nabla Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \quad (\text{B.10})$$

$$\mathbf{T}_{\ell,m} = \nabla \wedge (r Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_r) \quad (\text{B.11})$$

Les vecteurs  $\mathbf{S}_{\ell,m}$  et  $\mathbf{T}_{\ell,m}$  sont tangents à la sphère et représentent la partie poloïdale orthoradiale et la partie toroïdale du champ, respectivement. Ces deux termes peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$\mathbf{S}_{\ell,m} = \frac{\partial}{\partial \theta} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_\varphi \quad (\text{B.12})$$

$$\mathbf{T}_{\ell,m} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_\varphi \quad (\text{B.13})$$

## B.3 Décomposition du champ magnétique

Un champ magnétique  $\mathbf{B}$  étant un champ vectoriel, il est possible d'utiliser le formalisme précédent. Une description possible est la suivante :

$$\mathbf{B} = \sum_{\ell,m} (\alpha_{\ell,m} \mathbf{Y}_{\ell,m} + \beta_{\ell,m} \mathbf{S}_{\ell,m} + \gamma_{\ell,m} \mathbf{T}_{\ell,m}) \quad (\text{B.14})$$

où le champ poloïdal est décrit par les deux premiers termes et le champ toroïdal par le dernier. Pour le code d'imagerie ZDI, cette décomposition est légèrement modifiée puisque les coefficients  $\beta_{\ell,m}$  sont remplacés par  $(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m})$ , permettant de s'assurer que les composantes méridienne et azimutale du champ poloïdal restent compatibles avec la composante radiale. Ainsi, de manière explicite, on peut écrire le champ de la façon suivante :

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) &= \text{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) \right\} \\ B_\theta(\theta, \phi) &= \text{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) Z_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} X_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \\ B_\phi(\theta, \phi) &= \text{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [-(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) X_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} Z_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

avec

$$\begin{cases} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell,m}(\cos \theta) e^{im\phi} \\ X_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \phi} \\ Z_{\ell,m}(\theta, \phi) &= \frac{1}{\ell+1} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

où les coefficients  $\alpha_{\ell,m}$  et  $\beta_{\ell,m}$  représentent complètement le champ poloïdal alors que les coefficients  $\gamma_{\ell,m}$  décrivent le champ toroïdal.

Ces deux parties du champ magnétique peuvent se comprendre assez facilement. En effet, la partie poloïdale du champ correspond globalement à des lignes de champ reliant les pôles, donc présentant aussi bien une composante radiale, méridienne et azimutale, tandis que le champ toroïdal encercle l'axe de rotation de l'étoile et ne présente donc que des composantes méridienne et azimutale.

# C | Publications

## Publications acceptées

1. *The T Tauri star V410 Tau in the eyes of SPIRou and TESS*  
**B. Finociety**, J.-F. Donati, B. Klein, B. Zaire, L. Lehmann, C. Moutou, J. Bouvier, S. H. P. Alencar, L. Yu, K. Grankin, E. Artigau, R. Doyon, X. Delfosse, P. Fouqué, G. Hébrard, M. Jardine, Á. Kóspál, F. Ménard and the SLS consortium, 2021, MNRAS, 508, 3427, [[arXiv:2109.11755](#)]
2. *Mapping time-dependent magnetic topologies of active stars*  
**B. Finociety** & J.-F. Donati, 2022, MNRAS, 516, 5887, [[arXiv:2209.09216](#)]
3. *The active weak-line T Tauri star LkCa 4 observed with SPIRou and TESS*  
**B. Finociety**, J.-F. Donati, K. Grankin, J. Bouvier, S. Alencar, F. Ménard, T.P. Ray, Á. Kóspál and the SLS consortium, 2023, MNRAS, [[arXiv:2301.09584](#)]

# The T Tauri star V410 Tau in the eyes of SPIRou and TESS

B. Finociety<sup>1</sup>,<sup>1</sup>★ J.-F. Donati<sup>1</sup>, B. Klein<sup>1,2</sup>, B. Zaire<sup>1</sup>, L. Lehmann<sup>1</sup>, C. Moutou<sup>1</sup>, J. Bouvier<sup>3</sup>, S. H. P. Alencar<sup>4</sup>, L. Yu<sup>5</sup>, K. Grankin<sup>6</sup>, É. Artigau<sup>7</sup>, R. Doyon<sup>7</sup>, X. Delfosse<sup>3</sup>, P. Fouqué<sup>1</sup>, G. Hébrard<sup>8</sup>, M. Jardine<sup>9</sup>, Á. Kóspál<sup>10</sup>, F. Ménard<sup>3</sup> and the SLS consortium

<sup>1</sup>Université de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 av. Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>2</sup>Sub-department of Astrophysics, Department of Physics, University of Oxford, Oxford OX1 3RH, UK

<sup>3</sup>Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup>Departamento de Física - ICEx - UFMG, Av. Antonio Carlos 6627, 30270-901 Belo Horizonte, MG, Brazil

<sup>5</sup>CNES, 18 avenue Edouard Belin, F-31401 Toulouse, France

<sup>6</sup>Crimean Astrophysical Observatory, 298409 Nauchny, Crimea

<sup>7</sup>Observatoire du Mont-Mégantic, Département de physique de l'Université de Montréal, iREx, Montréal, QC, H3C 3J7, Canada

<sup>8</sup>Institut d'astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

<sup>9</sup>SUPA, School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, North Haugh KY16 9SS, UK

<sup>10</sup>Konkoly Observatory, Research Centre for Astronomy and Earth Sciences, Konkoly-Thege Miklós út 15-17, 1121 Budapest, Hungary

Accepted 2021 September 23. Received 2021 September 23; in original form 2021 June 4

## ABSTRACT

We report results of a spectropolarimetric and photometric monitoring of the weak-line T Tauri star V410 Tau based on data collected mostly with SPIRou, the near-infrared (NIR) spectropolarimeter recently installed at the *Canada-France-Hawaii Telescope*, as part of the SPIRou Legacy Survey large programme, and with TESS between October and December 2019. Using Zeeman–Doppler Imaging (ZDI), we obtained the first maps of photospheric brightness and large-scale magnetic field at the surface of this young star derived from NIR spectropolarimetric data. For the first time, ZDI is also simultaneously applied to high-resolution spectropolarimetric data and very-high-precision photometry. V410 Tau hosts both dark and bright surface features and magnetic regions similar to those previously imaged with ZDI from optical data, except for the absence of a prominent dark polar spot. The brightness distribution is significantly less contrasted than its optical equivalent, as expected from the difference in wavelength. The large-scale magnetic field ( $\sim 410$  G), found to be mainly poloidal, features a dipole of  $\sim 390$  G, again compatible with previous studies at optical wavelengths. NIR data yield a surface differential rotation slightly weaker than that estimated in the optical at previous epochs. Finally, we measured the radial velocity of the star and filtered out the stellar activity jitter using both ZDI and Gaussian Process Regression down to a precision of  $\sim 0.15$  and  $0.08$  km s<sup>-1</sup> RMS, respectively, confirming the previously published upper limit on the mass of a potential close-in massive planet around V410 Tau.

**Key words:** techniques: polarimetric – stars: activity – stars: imaging – stars: individual: V410 Tau – stars: magnetic field.

## 1 INTRODUCTION

Young low-mass stars ( $< 2 M_{\odot}$ ), aged of 1–15 Myr, which have just emerged from their dust cocoon, and are still contracting towards the main sequence are called T Tauri stars (TTs). These pre-main sequence (PMS) stars are divided into two classes: the classical TTs (cTTs), still surrounded by an accretion disc and accreting from its inner regions, and the weak-line TTs (wTTs) that are no longer accreting and have exhausted the inner regions of their discs (or the whole disc). These stars are of obvious interest for further constraining theoretical models of star/planet formation, especially considering the role that stellar magnetic fields play at early stages of evolution (Bouvier et al. 2007a).

Magnetospheric accretion/ejection processes at work in cTTs have been studied with increasing attention since the first detection of magnetic fields in such stars by Johns-Krull, Valenti & Koresko

(1999): e.g. AA Tau (Bouvier et al. 2007b), V2129 Oph (Donati et al. 2007, 2011; Alencar et al. 2012), DN Tau (Donati et al. 2013), LkCa 15 (Alencar et al. 2018; Donati et al. 2019), HQ Tau (Pouilly et al. 2020), or DoAr44 (Bouvier et al. 2020). Most of these studies were made possible, thanks to the Magnetic Protostars and Planets (MaPP) Large Observing Programme, dedicated to the observation of magnetized PMS stars and their accretion discs, carried out with the ESPaDOnS high-resolution spectropolarimeter on the 3.6 m *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT). These studies suggested that the magnetic topologies of cTTs mainly reflect the internal stellar structure as they do for main-sequence low-mass stars (Donati & Landstreet 2009; Morin et al. 2010; Gregory et al. 2012).

The Magnetic Topologies of Young Stars and the Survival of close-in giant Exoplanets (MaTYSSSE) Large Programme, also carried out mostly with ESPaDOnS at the CFHT, was dedicated to the observation of wTTs with the aim of investigating how different magnetic fields of wTTs are from those of cTTs, and whether/how frequently they host close-in massive planets (hot Jupiters/hJs). A few tens of wTTs have been studied within MaTYSSSE, for example

\* E-mail: benjamin.finociety@irap.omp.eu



LkCa 4 (Donati et al. 2014), V830 Tau (Donati et al. 2017), TAP 26 (Yu et al. 2017), Par 1379 and Par 2244 (Hill et al. 2017), and V410 Tau (Yu et al. 2019). In all cases, the large-scale magnetic field of the star was mapped using Zeeman–Doppler Imaging (ZDI), a tomographic technique inspired from medical imaging, which proved to be very efficient at recovering stellar magnetic topologies (Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006). This technique revealed the wide diversity of magnetic field topologies that can be found on wTTSs. Whereas, most wTTSs show the same magnetic trends as those reported for cTTSs, some of them depart from this picture, with, e.g. V410 Tau showing a strong azimuthal field despite being fully convective. MaTYSSe also enabled the detection of hJs around 2 wTTSs (Donati et al. 2017; Yu et al. 2017) through the periodic velocimetric signal they induce in the spectral lines of their host stars.

The SPIRou Legacy Survey (SLS) is a new Large Programme allocated on CFHT with SPIRou, the new cryogenic spectropolarimeter/high-precision velocimeter operating at near-infrared (NIR) wavelengths (0.95–2.55  $\mu\text{m}$ , Donati et al. 2020). The SLS includes in particular a work package focusing on cTTSs and wTTSs, with the goal of studying further their magnetic topologies and the potential presence of hJs. Infrared wavelengths are indeed well adapted for measurements of stellar magnetic fields, thanks to the enhanced Zeeman effect. The impact of activity (and in particular of surface brightness features) on the shape of line profiles, and thereby on the measured radial velocity (RV), is also expected to be smaller (Mahmud et al. 2011; Crockett et al. 2012), making it easier to ascertain the presence of potential hJs.

In this paper, we report the results about V410 Tau, obtained in the framework of SLS. V410 Tau is a triple star system with the main star V410 Tau A being much brighter than the two other companions (Ghez, White & Simon 1997). In particular, Ghez et al. (1997) reported a difference of  $\sim 2.5$  mag (resp.  $\sim 3$  mag) between V410 Tau A and B (resp. C) in the  $K$  band. From the brightness measurements collected by Ghez et al. (1997) and the colour indexes for young PMS stars derived by Pecaut & Mamajek (2013), we also estimated a difference of 3 mag (resp. 5 mag) between V410 Tau A and B (resp. C) in the  $I_c$  band.

V410 Tau is a young, fully convective wTTS with an age of about 1 Myr hosting a complex magnetic field (Skelly et al. 2010; Yu et al. 2019). Located at a distance of  $129.4 \pm 0.4$  pc in the Taurus star forming complex, V410 Tau belongs to the youngest substellar region C2-L1495, whose age was recently estimated from GAIA data ( $1.34 \pm 0.19$  Myr; Krolkowski, Kraus & Rizzuto 2021). V410 Tau has an effective temperature  $T_{\text{eff}}$  and a logarithmic gravity of 4500 K and 3.8 (in cgs units), respectively, for a mass of  $1.42 \pm 0.15 M_{\odot}$  and a radius of  $3.40 \pm 0.5 R_{\odot}$  (Yu et al. 2019). Recent stellar models (e.g. Baraffe et al. 2015) suggest an even younger age ( $< 0.5$  Myr, hardly compatible with results from GAIA) and a lower mass ( $1.14 \pm 0.10 M_{\odot}$ ) as mentioned in Yu et al. (2019). All models suggest that V410 Tau is a fully convective star.

Yu et al. (2019) performed a thorough spectropolarimetric analysis of V410 Tau based on optical data collected between 2008 and 2016. This study revealed in particular that the brightness distribution and the large-scale magnetic topology at the surface of the star evolve with a time-scale of months (160–600 d) but also that the surface is sheared by a weak level of differential rotation ( $9.7 \pm 0.3$  mrad  $\text{d}^{-1}$ ). The magnetic field of V410 Tau exhibits a strong toroidal component whose contribution to the overall magnetic energy decreased from  $\sim 50$  per cent in 2008 to  $\sim 30$  per cent in 2016. In addition, the strength of the dipole followed the opposite trend, increasing from  $\sim 130$  G to  $\sim 400$  G. Although their data were spread over several

years, they were not able to identify a clear magnetic cycle but only a lower limit (of  $\simeq 8$  yr) for its duration (if a cycle is indeed present). The study of radial velocities coupled to stellar surface imaging revealed that no planet more massive than  $1 M_{\text{jup}}$  orbits the host star within a distance of 0.09 au.

V410 Tau has been monitored both with SPIRou from 2019 October 31 to December 13, and with the *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (TESS) from 2019 November 28 to December 23 during its monitoring of sector 19. Additional contemporaneous ground-based photometric data were also collected at the *Crimean Astrophysical Observatory* (CrAO) over the same observing season. We start this paper with the description (in Section 2) of both spectropolarimetric and photometric observations collected for our study. In Section 3, we report our investigations about the surface brightness and the large-scale magnetic field with ZDI. In Section 4, we investigate the stellar activity both with RV measurements and activity indicators (based on the He I triplet at 1083.3 nm and the Paschen  $\beta$  ( $\text{Pa}\beta$ ) and Brackett  $\gamma$  ( $\text{Br}\gamma$ ) lines). Finally, we summarize and discuss our main results in Section 5.

## 2 OBSERVATIONS

### 2.1 SPIRou observations

We performed spectropolarimetric observations with SPIRou between 2019 October 31 and 2019 December 13 (UTC). SPIRou works in the NIR domain between 950 and 2500 nm with a spectral resolving power of  $\sim 70\,000$  (Donati et al. 2020). Each polarimetric observation is composed of a sequence of four subexposures of 300 s each taken with different configurations of the polarimeter (i.e. different azimuths of the polarimeter retarders) in order to get rid of potential spurious signals in the polarization and systematic errors at first order (Donati et al. 1997). Twenty sequences were collected, yielding spectra in both unpolarized (Stokes  $I$ ) and circularly polarized (Stokes  $V$ ) light. Data reduction were performed with a pipeline based on the ESPaDOnS pipeline Libre-ESPRIT (Donati et al. 1997) adapted for SPIRou observations. We then obtained telluric-corrected spectra using a PCA approach as mentioned by Artigau et al. (2014). The signal-to-noise ratio (SNR) per pixel of these spectra peaks in the  $H$  band with a median value of 179 (ranging from 140 to 200). We applied Least-Square Deconvolution (LSD; Donati et al. 1997) on all spectra in order to add up information from all lines. We only used 18 out of the 20 recorded spectra, the two remaining ones (collected on 2019 November 10 and December 13) being either much noisier than the average or suffering from a technical issue.

Three series of LSD profiles were computed with three different masks generated with the VALD-3 database (Ryabchikova et al. 2015) and including lines ranging from 950 to 2600 nm. The first one (hereafter M1) contains  $\sim 10\,000$  atomic and molecular lines. It yields Stokes  $I$  LSD profiles only, as the magnetic sensitivity (i.e. Landé factor) of many molecular lines is unknown, with SNRs ranging from 1890 to 3060 (median of 2770). The second mask (hereafter M2) contains  $\sim 2000$  atomic lines with known Landé factors and relative depths with respect to the continuum  $> 10$  per cent. It yields Stokes  $I$  LSD profiles with SNRs ranging from 1270 to 1930 (median of 1740) and Stokes  $V$  LSD profiles with SNRs ranging from 3380 to 4950 (median of 4440). The last mask (M3 hereafter), containing  $\sim 900$  molecular lines with a depth relative to the continuum down to 5 per cent, yields Stokes  $I$  LSD profiles with SNRs ranging from 600 to 1020 (median of 835).

To phase our observations on the rotation cycle of the star, we used the same reference date as in Skelly et al. (2010) and Yu et al.

(2019), namely the Barycentric Julian Date  $\text{BJD}_0 = 2454832.58033$ , along with the well defined stellar rotation period obtained by Stelzer et al. (2003):  $P_{\text{rot}} = 1.871970 \pm 0.000010$  d. Despite the very well constrained rotation period, the reconstructed maps presented in Section 3 cannot be directly compared to the previously published ones, as the brightness and magnetic surface maps of V410 Tau evolved since then as a result of both differential rotation and intrinsic variability.

A summary of our observations is given in Table 1. Since our data are spread over 23 rotation cycles only (i.e. 43 d), we do not expect major changes in the surface brightness map nor in the large-scale magnetic topology of V410 Tau, given the typical time-scale on which both quantities are found to evolve, either as a result of intrinsic variability or differential rotation (Yu et al. 2019).

## 2.2 TESS observations

Contemporaneously with SPIRou observations, V410 Tau (TIC 58231482) was observed by TESS (Ricker et al. 2014) from 2019 November 28 to December 23 during its monitoring of sector 19. TESS being mostly sensitive to wavelengths in the range 600–1000 nm (centred on the Cousins  $I_c$  photometric band), it thus probes a different surface brightness distribution than that observed with SPIRou.

The target was observed with a cadence of 2 min over a total time span of 25 d. These observations have been re-processed by the Science Processing Operations Center (SPOC; Jenkins et al. 2016) data pipeline (version 4.0), with light curves available from the *Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST)*.<sup>1</sup> In particular, we used the Pre-search Data Conditioning Single Aperture Photometry (PDCSAP) flux that provides a better estimate of the intrinsic variability of the star since instrumental variations have been corrected in this light curve, as well as contamination from some nearby stars (Smith et al. 2012; Stumpe et al. 2012, 2014). We only kept the data that were not flagged from the SPOC pipeline, thus those with no known problems. We also rejected the observations carried out between BJD 2458826.5 and 2458827.8, for which a high background level from the Earth led to spurious photometric variations<sup>2</sup> (see Fig. 1).

Since TESS is sensitive to small flux variations caused by flares, we first filtered them through a  $3\sigma$ -clipping process, which also allowed us to mitigate the potential effects of activity from stellar companions (V410 Tau B and C) on the photometry. This process consisted in an iterative fit of the light curve with a Gaussian Process Regression (GPR; Rasmussen & Williams 2006). At each iteration, we rejected the points having a residual larger than  $3\sigma$  until all the residuals were lower than this threshold. As we expected that the variations in the light curve are mainly due to stellar activity, we chose a quasi-periodic kernel to model the TESS light curve, which is well adapted to model signals induced by active regions rotating with the stellar disc (Haywood et al. 2014):

$$k(t_i, t_j) = \theta_1^2 \exp \left[ -\frac{(t_i - t_j)^2}{\theta_2^2} - \frac{\sin^2 \frac{\pi(t_i - t_j)}{\theta_3}}{\theta_4^2} \right], \quad (1)$$

where  $t_i, t_j$  are the times associated to the observations  $i$  and  $j$ , respectively.  $\theta_1$  is the amplitude of the Gaussian Process (GP),  $\theta_2$  is the decay time-scale (i.e. the exponential time-scale on which the modelled photometry departs from pure periodicity) or equivalently

typical spots lifetime,  $\theta_3$  is the period of the GP (expected to be close to  $P_{\text{rot}}$ ) and  $\theta_4$  is the smoothing parameter that controls the amount of short-term variations that the fit can include (within a rotation cycle). For our purpose, we imposed a large decay time-scale  $\theta_2 = 300$  d to avoid the GP to fit rapidly evolving patterns. The resulting light curve is shown in Fig. 1. We then modelled this filtered light curve with the same GPR but letting all four parameters free in order to derive an estimate of the typical time-scale on which the main surface features evolve (found to be equal to  $162_{-25}^{+30}$  d). This value is lower than that obtained by Yu et al. (2019) from ground-based  $V$  measurements ( $314_{-29}^{+31}$  d) most likely because TESS photometry is much more accurate and sensitive to small structures evolving rapidly. We also found  $\theta_3 = 1.873 \pm 0.001$  d, consistent with the rotation period obtained by Stelzer et al. (2003) and the smoothing parameter  $\theta_4 = 1.02 \pm 0.06$ . Considering only the data obtained before the end of SPIRou observations (2019 December 12), we computed median time and relative photometry every 10 points, resulting in 757 photometric values, in order to get a smoother curve, to reduce computational time and to balance the relative weights of photometry and spectroscopy when applying ZDI (see Section 3.2).

Despite the very-high-precision photometry provided by TESS, no periodic signal beyond that due to V410 Tau A is detected in the light curve, which indicate that the temporal variations are attributable to the main star. In addition, the amplitude ratio between the peaks associated with component A and the noise in the TESS light curve periodogram (equal to  $\sim 32$ ) provides an independent confirmation that the magnitude contrasts with the two other components in the  $I_c$  band is about 4 or more, in agreement with Ghez et al. (1997).

## 2.3 Additional photometric observations

Multicolour photometry of V410 Tau was collected with the ground-based 1.25-m AZT-11 telescope at the CrAO from 2019 September 2 to December 18. Using a ProLine PL23042 CCD camera, 40 brightness measurements were collected in the  $V, R_c$ , and  $I_c$  bands. For these estimates, the wTTS V1023 Tau was used as a comparison star as this star shows small variability amplitude. We note that V410 Tau has an average magnitude in the  $V$  band equal to 10.85 mag (see Fig. 2), thus consistent with observations of this star at previous epochs (Grankin et al. 2008). A full log of the CrAO photometric observations is given in Table C1.

We fitted the light curves in the  $V, R_c$ , and  $I_c$  bands separately, using a periodic fit including the fundamental frequency and the first two harmonics. As the formal uncertainties on the measured magnitudes (7 mmag for  $V$  and  $R_c$ , 5 mmag for  $I_c$ ) are underestimated, missing some sources of noise like the intrinsic variability of the observed star, we derived empirical estimates of these error bars by scaling them up to the values that ensure a unit reduced chi square for the fit in each band (using a sine wave plus two harmonics, see Fig. 2). We find these empirical error bars to be equal to 20, 14, and 13 mmag for  $V, R_c$ , and  $I_c$ , respectively. The models for  $V - R_c$  and  $V - I_c$  were then obtained by subtracting the models for the associated magnitudes while the error bars on these colours were estimated by propagating the uncertainties (Fig. 2).

As expected we find that the light-curve amplitude decreases with wavelength:  $0.231 \pm 0.012$  mag in the  $V$  band,  $0.212 \pm 0.008$  mag in the  $R_c$  band, and  $0.174 \pm 0.008$  mag in the  $I_c$  band (with the error bars on the amplitudes derived from the empirical uncertainties on the measured magnitudes). As expected, TESS photometry (amplitude of  $0.17656 \pm 0.0009$  mag) is consistent with that obtained from the

<sup>1</sup><https://archive.stsci.edu/missions-and-data/tess>

<sup>2</sup>Details can be found in the Data Release notes of sector 19 (DR26 and DR30) available at <https://archive.stsci.edu/tess/tess.drn.html>

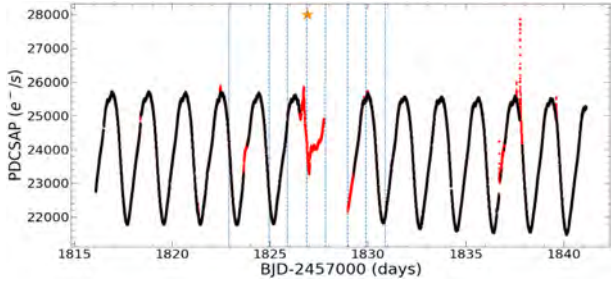
**Table 1.** Spectropolarimetric observations of V4110 Tau obtained with SPIRou between 2019 October and December. Each observation is composed of a sequence of four 300-s subexposures. Columns 1–4 give the date, the Coordinated Universal Time, the Barycentric Julian Date, and the rotation cycle (computed as indicated in Section 2.1). Columns 5–9 list the SNRs of the spectra in the  $H$  band, in the Stokes  $I$  LSD profiles provided by masks M1, M2, and M3 and in the Stokes  $V$  LSD profiles obtained with mask M2. From columns 10–14, we detail the measured RV, the longitudinal magnetic field, and the activity indicators (see Section 4.2) based on the He I triplet at 1083.3 nm, Pa $\beta$ , and Bry lines, along with their error bars estimated from photon noise only (or taking into account intrinsic variability as well for the number in parenthesis, see Section 4.2).

Date	UTC	BJD	Cycle	SNR	SNR <sub>I</sub> (M1)	SNR <sub>I</sub> (M2)	SNR <sub>I</sub> (M3)	SNR <sub>V</sub> (M2)	RV (km s <sup>-1</sup> )	B <sub>I</sub> (G)	He I (nm)	Activity proxies Pa $\beta$ (nm)	Bry (nm)
2019		2458700 +	2112 +										
October 31	12:07:55	88.012	0.978	179	1890	1270	600	4950	-1.923 ± 0.273	-182 ± 29	0.129 ± 0.002 (0.025)	0.009 ± 0.001 (0.003)	-0.003 ± 0.004 (0.006)
November 1	12:16:25	89.018	1.516	193	2070	1380	600	4460	0.901 ± 0.258	-195 ± 32	-0.152 ± 0.002 (0.025)	-0.005 ± 0.001 (0.003)	-0.009 ± 0.004 (0.006)
November 3	10:43:17	90.954	2.550	202	2890	1820	890	4870	1.149 ± 0.177	-224 ± 29	-0.202 ± 0.002 (0.025)	-0.007 ± 0.001 (0.003)	-0.008 ± 0.004 (0.006)
November 4	14:01:42	92.092	3.157	185	2570	1680	710	4440	-1.589 ± 0.202	-83 ± 32	0.113 ± 0.002 (0.025)	-0.002 ± 0.001 (0.003)	-0.000 ± 0.004 (0.006)
November 5	11:23:26	92.981	3.633	197	2880	1830	870	4700	2.292 ± 0.175	-198 ± 30	-0.008 ± 0.002 (0.025)	-0.001 ± 0.001 (0.003)	-0.005 ± 0.004 (0.006)
November 7	10:53:20	94.961	4.690	171	2760	1730	760	3870	2.553 ± 0.179	-252 ± 37	0.070 ± 0.002 (0.025)	0.005 ± 0.001 (0.003)	0.007 ± 0.004 (0.006)
November 8	12:48:55	96.041	5.267	187	3050	1930	860	4400	-0.302 ± 0.175	-15 ± 32	0.096 ± 0.002 (0.025)	-0.006 ± 0.001 (0.003)	-0.004 ± 0.004 (0.006)
November 9	10:01:53	96.925	5.739	176	2070	1400	660	4560	2.349 ± 0.245	-148 ± 31	-0.014 ± 0.002 (0.025)	0.006 ± 0.001 (0.003)	0.009 ± 0.004 (0.006)
November 10 <sup>(a)</sup>	11:34:51	97.988	6.305	143	—	—	—	—	—	—	—	—	—
November 11	11:19:14	98.979	6.837	197	2660	1680	810	4370	0.294 ± 0.193	-91 ± 33	-0.011 ± 0.002 (0.025)	0.005 ± 0.001 (0.003)	-0.003 ± 0.004 (0.006)
November 13	09:37:13	100.908	7.867	179	2720	1720	820	3950	-0.128 ± 0.192	-142 ± 36	0.015 ± 0.002 (0.025)	0.005 ± 0.001 (0.003)	0.000 ± 0.004 (0.006)
November 14	10:00:42	101.924	8.410	172	2710	1720	850	4210	0.627 ± 0.197	-115 ± 34	-0.075 ± 0.002 (0.025)	-0.001 ± 0.001 (0.003)	0.004 ± 0.004 (0.006)
December 5	09:34:52	122.906	19.619	155	2780	1760	760	3580	2.127 ± 0.182	-223 ± 40	-0.057 ± 0.002 (0.025)	0.002 ± 0.001 (0.003)	-0.004 ± 0.004 (0.006)
December 7	10:50:36	124.960	20.715	150	2320	1550	690	3380	2.767 ± 0.213	-211 ± 42	0.028 ± 0.002 (0.025)	0.002 ± 0.001 (0.003)	0.005 ± 0.004 (0.006)
December 8	09:11:20	125.890	21.213	175	2940	1870	930	4120	-1.043 ± 0.179	-33 ± 35	0.099 ± 0.002 (0.025)	0.003 ± 0.001 (0.003)	0.002 ± 0.004 (0.006)
December 9 <sup>(b)</sup>	09:25:30	126.900	21.752	191	3000	1900	1020	4570	1.851 ± 0.171	-131 ± 31	—	—	—
December 10	08:16:38	127.852	22.261	186	3060	1910	1020	4750	-0.423 ± 0.165	47 ± 30	0.114 ± 0.002	0.014 ± 0.001	0.012 ± 0.004
December 11	11:06:22	128.970	22.858	197	2870	1800	970	4620	0.060 ± 0.180	-87 ± 31	0.172 ± 0.002	0.026 ± 0.001	0.009 ± 0.004
December 12	09:25:49	129.900	23.355	176	2920	1830	910	4440	0.377 ± 0.177	23 ± 32	-0.045 ± 0.002 (0.025)	-0.006 ± 0.001 (0.003)	0.012 ± 0.004 (0.006)
December 13 <sup>(a)</sup>	09:32:01	130.904	23.891	166	—	—	—	—	—	—	—	—	—

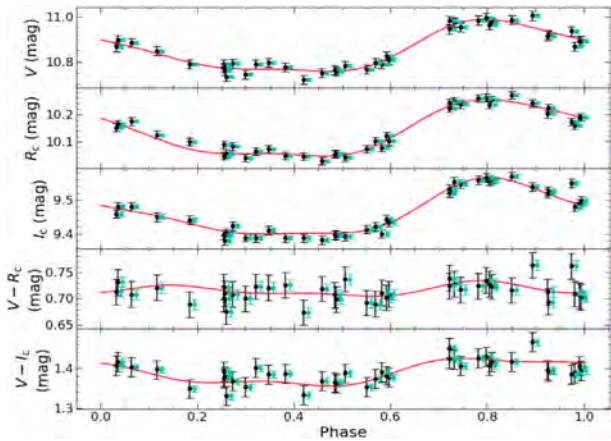
<sup>(a)</sup>Removed from the analysis (see Section 2.1)

<sup>(b)</sup>Removed from the activity indicators due to a flare (see Section 4.2)





**Figure 1.** *TESS* Pre-search Data Conditioning Single Aperture Photometry. The black dots are the ones used in the study, while the red ones have been flagged by the SPOC pipeline or rejected because of the high background level or filtered by a  $3\sigma$ -clipping process (see Section 2.2) and have thus not been taken into account in this work. The dashed vertical lines depict SPIRou observations contemporary with the *TESS* monitoring (additional SPIRou observations were collected before). The orange star flags the observation affected by a flare (see Section 4.2).



**Figure 2.** Ground-based photometric data in the  $V$ ,  $R_c$ , and  $I_c$  bands showing an empirical uncertainty of 20, 14, and 13 mmag, respectively (first to third panels), and  $V - R_c$  and  $V - I_c$  colour indexes (fourth and fifth panels). The cyan error bars correspond to the formal measurement uncertainties while the black error bars are the scaled-up empirical uncertainties (slightly shifted along the horizontal axis for display purposes). The red curves correspond to periodic fits to the  $V$ ,  $R_c$ , and  $I_c$  magnitudes including the fundamental frequency and the first two harmonics (three first panels). The red curves plotted on  $V - R_c$  and  $V - I_c$  were derived by subtracting the previous models. The light curve shows an amplitude of 0.231 mag in the  $V$  band, 0.212 mag in the  $R_c$  band, and 0.174 mag in the  $I_c$  band. All light curves are phased with the same ephemeris as that used for SPIRou data (see Section 2.1).

ground in the  $I_c$  band. As all light curves are more or less consistent in shape, we will only use *TESS* data in the following as they are much more accurate than ground-based photometry.

### 3 STELLAR TOMOGRAPHY

#### 3.1 Zeeman–Doppler Imaging

To recover maps of the surface brightness and/or of the magnetic field topology of the star, we applied ZDI (Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006) on our

time series of Stokes  $I$  and/or Stokes  $V^3$  LSD profiles. ZDI aims at constraining surface (brightness or magnetic) maps of rotating stars from time series of (Stokes  $I$  and  $V$ ) LSD profiles collected as the star rotates. To achieve this we proceed as follows. ZDI uses a conjugate gradient algorithm to deduce iteratively, from an initially non-spotted (resp. non-magnetic) distribution, the maps of relative brightness with respect to the quiet photosphere at SPIRou wavelengths (resp. of the magnetic field vector) at the surface of the star, until the corresponding synthetic LSD profiles fit the observed ones down to a unit reduced chi-square ( $\chi_r^2$ ). This allows to look for the maximum-entropy solution of this optimization problem, i.e. the map containing the smallest amount of information capable of fitting the data down to the noise level.

In a second step, we applied ZDI to both SPIRou and *TESS* data simultaneously. We proceeded as in Yu et al. (2019) but this time including photometric data as part of the fit (instead of simply comparing the light curve predicted by ZDI with photometric observations). This is achieved by deriving, as part of the iterative imaging process and using Planck’s law, the brightness contrast in the *TESS* bandpass that we expect from the one in the SPIRou bandpass (which we reconstruct through ZDI).

In practice, we divide the surface of the star into a grid of a few thousand cells; to estimate the spectral contribution of each cell to the measured Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles, we use Unno–Rachkovsky’s analytical solution to the polarized radiative transfer equations in a Milne–Eddington atmosphere (see e.g. Landi Degl’Innocenti & Landolfi 2004) with appropriate values for relevant parameters, such as the limb-darkening coefficient known to strongly depend on wavelength ( $0.3 \pm 0.1$  in the  $H$  band for  $T_{\text{eff}} = 4500$  K and  $\log g = 4$ ; Claret & Bloemen 2011). The synthetic Stokes  $I$  (resp. Stokes  $V$ ) LSD profiles are then computed by integrating all the local Stokes  $I$  (resp. Stokes  $V$ ) LSD profiles over the visible stellar hemisphere, while the photometric values are computed by summing up the value of the continuum over all grid cells.

The poloidal and toroidal components of the magnetic field are decomposed into spherical harmonics (Donati et al. 2006) while the photospheric relative brightness is computed independently for each cell of the grid.

In a first approach, we will assume that the star rotates as a solid body. We will then take into account differential rotation at the surface of V410 Tau in Section 3.4.

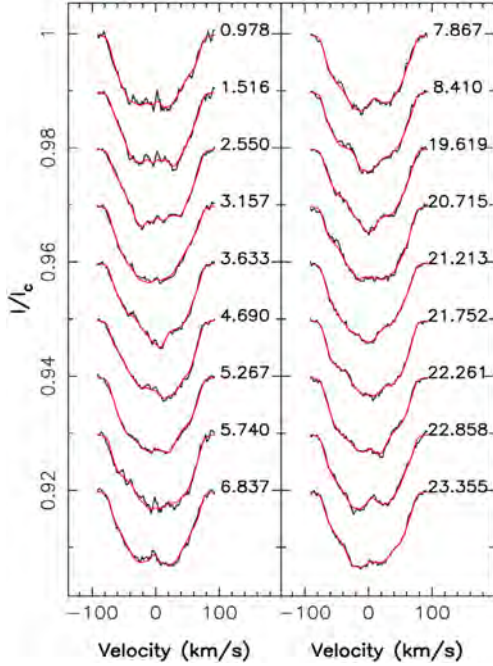
In order to fit our LSD profiles, we chose a line model with mean wavelength, Doppler width and Landé factor of 1650 nm, 1.8 km s $^{-1}$ , and 1.2, respectively. As the depth of the LSD profiles varies depending on the mask and as we kept constant the Doppler width, our line models features an equivalent width (EW) of 1.5, 1.9, and 1.4 km s $^{-1}$  for the M1, M2, and M3 masks, respectively.

Using ZDI on our Stokes  $I$  LSD profiles obtained from SPIRou data, we found  $v \sin i = 72.8 \pm 0.5$  km s $^{-1}$  for the line-of-sight-projected equatorial rotation velocity and  $i = 45 \pm 10^\circ$  for the inclination of the rotation axis to the line of sight. These values being consistent with those of Yu et al. (2019) within the error bars, we decided to follow Yu et al. (2019) and set  $v \sin i = 73.2$  km s $^{-1}$  and  $i = 50^\circ$ . Using ZDI, we found that the bulk RV of the star is equal to  $17.4 \pm 0.3$  km s $^{-1}$  when considering M1,  $18.1 \pm 0.3$  km s $^{-1}$  when considering M2 and  $16.0 \pm 0.6$  when considering M3. Although these values remain compatible within  $3\sigma$ , we suspect that these

<sup>3</sup>Stokes  $V$  profiles are obviously different from  $V$  magnitudes despite sharing similar notations. As there is no real ambiguities between the two quantities, we kept the notations unchanged.

**Table 2.** In this table, we recall the data that were used to derive each of the main type of results outlined in this paper.

SPIRou Stokes <i>I</i> (M1: ~10 000 atomic + molecular lines)	SPIRou Stokes <i>I</i> + <i>TESS</i> (M1: ~10 000 atomic + molecular lines)	SPIRou Stokes <i>I</i> + <i>V</i> (M2: ~2000 atomic lines)	SPIRou Stokes <i>I</i> (M3: ~900 molecular lines)
Brightness map	Brightness map	Brightness & magnetic field maps	Brightness map
Differential rotation (Stokes <i>I</i> only)	–	Differential rotation (Stokes <i>V</i> only)	–
Radial velocities	Radial velocities	Longitudinal field	–

**Figure 3.** Stokes *I* LSD profiles obtained with the M1 mask (see Section 2.1). The observed profiles are shown in black while ZDI model (using SPIRou data only) is plotted in red. The rotation cycle associated with each profile is also mentioned on the right of each profile. Including the *TESS* data in ZDI does not lead to significant differences in the synthetic profiles.

differences may partly come from inaccuracies in the empirical mask line wavelengths, known to be less reliable for molecules than for atoms. It may also reflect a systematic RV blueshift of molecular lines with respect to atomic lines, that would suggest that atomic lines are more affected than molecular lines by the inhibition of convective blueshift by stellar magnetic activity for a reason yet to be clarified.

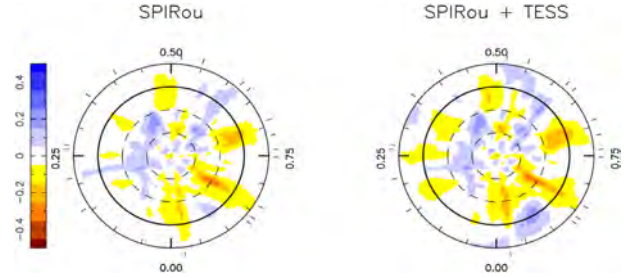
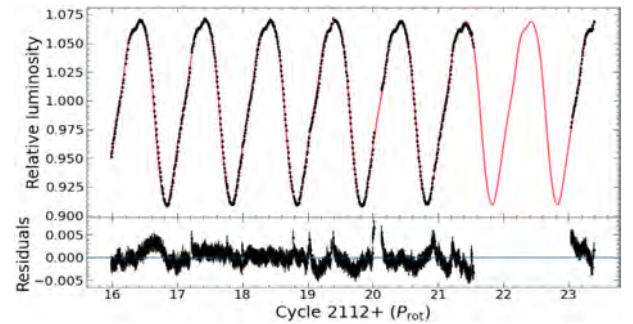
Finally, as in Yu et al. (2019), we set the maximum number of spherical harmonics to  $\ell = 15$  to describe the large-scale magnetic topology.

A summary of the information provided by our ZDI analyses with the three different masks is provided in Table 2.

### 3.2 Brightness mapping

We focused on the Stokes *I* LSD profiles obtained with M1 to deduce the surface brightness map of the star. We performed two analyses, one with SPIRou data only and one considering simultaneously SPIRou and *TESS* data.

For the first analysis, we just applied ZDI on our time series of Stokes *I* LSD profiles that we fitted down to  $\chi_r^2 = 1$  (see Fig. 3). The reconstructed surface brightness distribution is shown in the left panel of Fig. 4. We note the presence of large features, such as dark spots at phase 0.70 or 0.85, along with smaller ones. However, rather

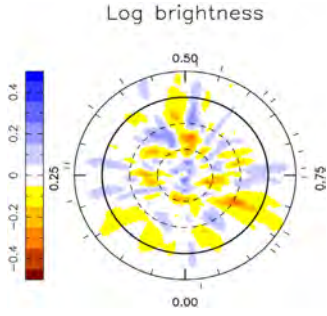
**Figure 4.** ZDI maps of the logarithmic relative surface brightness reconstructed from SPIRou data only (left) and from both SPIRou and *TESS* data (right). The maps are shown in a flattened polar view with the pole at the center, the equator represented as a bold black line and the 60° and 30° latitude parallels shown as dashed lines. The ticks around the star correspond to the phases of spectropolarimetric observations collected with SPIRou. Dark cool spots appear in yellow/red while the bright plages show up in blue.**Figure 5.** ZDI fit of the *TESS* light curve. *Top panel:* the 757 relative photometry values from the *TESS* light curve are represented by the black dots (see Section 2.2). The fit of these points with ZDI is shown in solid red line. *Bottom panel:* residuals exhibiting a dispersion of 1.6 mmag.

surprisingly, no polar spot is visible in this map from SPIRou data, whereas previous maps from optical data always showed conspicuous dark features covering the polar regions (e.g. Joncour, Bertout & Menard 1994; Hatzes 1995; Yu et al. 2019).

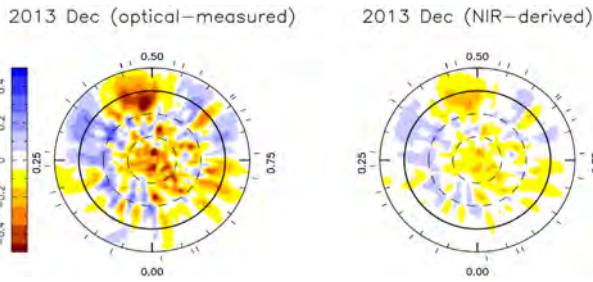
For our brightness reconstruction using both SPIRou and *TESS* data, we provided ZDI with the 757 photometric values (with error bars set to 1.6 mmag per data point) from the *TESS* light curve before 2019 December 12 (see Section 2.2) in addition to the Stokes *I* LSD profiles. This yielded the reconstructed map and the fitted light curve shown in the right panel of Fig. 4 and in Fig. 5, respectively. Both spectroscopic and photometric data were fitted down to  $\chi_r^2 = 1$ , with the fit of Stokes *I* profiles being almost identical to that obtained using SPIRou data only. We find that including photometry in addition to SPIRou data yields brightness maps with enhanced contrasts, especially at low latitudes, that were needed to fit the light curve at a RMS level of 1.6 mmag.

When fitting Stokes *I* profiles only, the spot coverage is close to 8.4 per cent while it increased to 10.7 per cent when *TESS* data were





**Figure 6.** Logarithmic relative surface brightness map obtained with ZDI by reconstructing the brightness with a mask containing only molecular lines. The star is shown in a flattened polar projection as in Fig. 4.

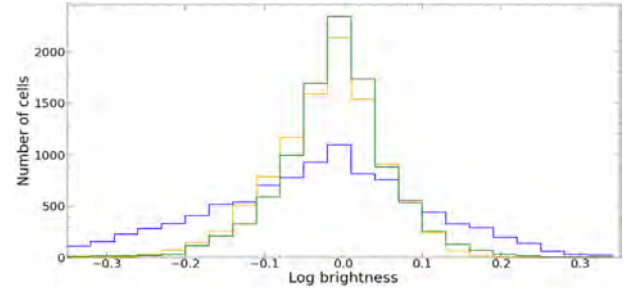


**Figure 7.** Logarithmic relative surface brightness maps obtained from 2013 optical data both in its original version (left panel, from Yu et al. 2019) and after rescaling to SPIRou wavelengths using Planck's law (right panel). The star is shown in a flattened polar view as in Fig. 4.

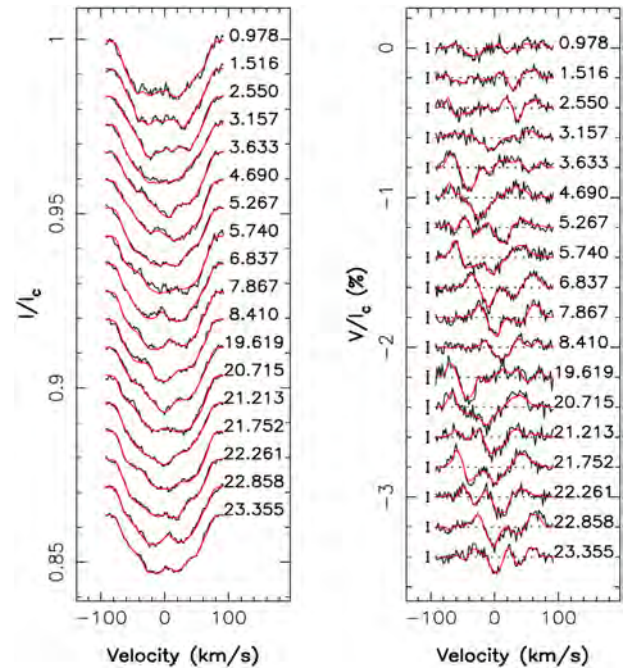
taken into account. This 2.3 per cent increase is significant, firstly because this difference is larger than the typical error we can expect on this parameter (of order 0.4 per cent in the context of this particular data set), and secondly since maximum entropy is profiled to provide the image containing the smallest amount of information. We come back on the origin of this difference in Section 5.1. We note that, in the fitted light curve, the residuals still exhibit correlated noise (at a level of 1.6 mmag RMS) that does not repeat from one rotation cycle to the next, and that likely reflects small-scale structures at the surface that evolve with time. (This explains a posteriori why the error bar on the *TESS* data points was set to this value).

As no polar spot is visible whether we take into account the *TESS* data or not, we reconstructed the brightness distribution from Stokes *I* LSD profiles using the M3 mask, expected to be more sensitive to cooler regions (Figs 6 and A1). Once again, the reconstructed map does not show a polar spot but displays some low-level differences with the map reconstructed with the M1 mask, e.g. the cool spot at phase 0.70 (see Fig. 6).

Obviously, we do expect the brightness distribution to evolve over time-scales of several years. However, we expect histograms of brightness contrasts to remain more or less the same in a given spectral range. In this context we can compare maps from NIR and optical data by rescaling, with Planck's law, brightness maps reconstructed from optical data (see left panel of Fig. 7 in the particular case of epoch 2013 December; from Yu et al. 2019) to the image one would have reconstructed in the NIR (right panel of Fig. 7). We find that, as expected, the NIR map is less contrasted than the original optical map. Moreover, the histogram of rescaled optical data is comparable with that directly obtained from SPIRou data (Fig. 8).



**Figure 8.** Histograms of contrasts for the maps shown in Figs 4 and 7. The blue distribution corresponds to the map obtained by Yu et al. (2019) with 2013 optical NARVAL data. The orange one corresponds to the 2013 optical map rescaled to SPIRou wavelengths using Planck's law, while the green one shows the distribution associated with the map obtained directly from our 2019 SPIRou data.



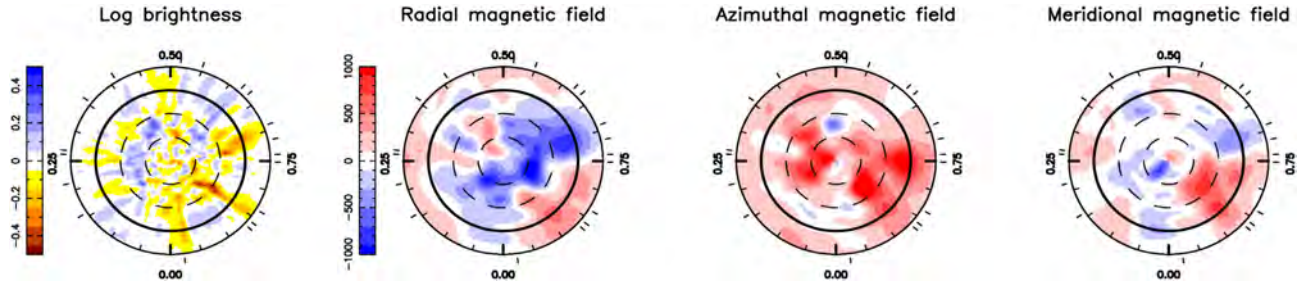
**Figure 9.** Stokes *I* (left) and Stokes *V* (right) LSD profiles obtained with a mask containing only atomic lines with well known Landé factors. The observed profiles are plotted in black while the ZDI fit is shown in red. The rotation cycle is mentioned on the right of each profile.  $3\sigma$  error bars are displayed on the left of each Stokes *V* profile.

### 3.3 Magnetic analysis

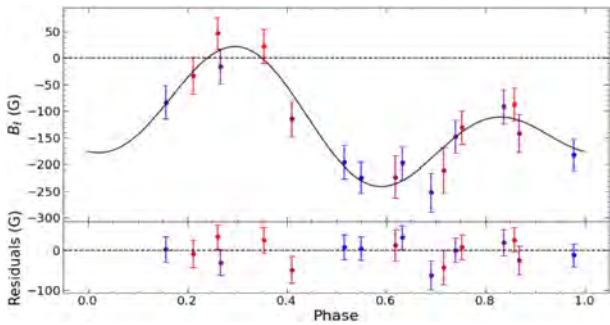
To reconstruct the large-scale magnetic topology, we focused on LSD profiles provided by mask M2, as it contains only lines with well known magnetic sensitivity.

We fitted simultaneously Stokes *I* and Stokes *V* LSD profiles with ZDI. Once again, we achieved a fit of the data down to  $\chi_r^2 = 1$ . The profiles and the associated maps are shown in Figs 9 and 10, respectively. We found a map of the logarithmic surface brightness similar to those reconstructed with mask M1 (with and without the *TESS* data). We see that the magnetic field is complex, with a topology similar to those derived by Yu et al. (2019). We note that the magnetic field average strength is close to 410 G. The poloidal component of the field, which encloses about 60 per cent of the overall reconstructed magnetic energy, is essentially non-axisymmetric ( $\sim 50$  per cent)





**Figure 10.** ZDI maps of the logarithmic relative surface brightness (first panel), and of the radial, azimuthal, and meridional magnetic field components (second to fourth panels) obtained from a simultaneous fit of Stokes  $I$  and Stokes  $V$  LSD profiles. The description of the brightness map is as in Fig. 4. For the magnetic field maps, red indicates positive radial, azimuthal, and meridional fields that point outwards, counterclockwise, and polewards, respectively. The star is shown in a flattened polar projection as in Fig. 4.



**Figure 11.** Phase folded longitudinal field  $B_\ell$ . *Top panel:* observed values are represented by coloured dots, each colour representing a different cycle. The black curve corresponds to the fit of our data with a sine curve with one harmonic. *Bottom panel:* residuals between the raw  $B_\ell$  and the model, showing a dispersion of about 30 G.

and weakly dipolar ( $\sim 35$  per cent) while the toroidal one presents the inverse properties ( $\sim 70$  per cent axisymmetric and  $\sim 55$  per cent dipolar). We find that the dipole component has a polar strength of 390 G and that its axis is tilted at  $15^\circ$  to the rotation axis, towards phase 0.70.

We see no clear correlation between brightness and magnetic field maps obtained with ZDI as was already the case in maps derived from optical data (Yu et al. 2019).

We determined the longitudinal field<sup>4</sup>  $B_\ell$  at each epoch by computing the first moment of Stokes  $V$  profiles (Donati et al. 1997). The longitudinal field varies between about +50 and  $-250$  G. The associated uncertainties range between 29 and 42 G with a median of 32 G. We clearly see a periodic pattern in this index that can be fitted down to the noise level with a sine curve with one harmonic (period of  $1.873 \pm 0.002$  d) as shown in Fig. 11.

### 3.4 Differential rotation

As our spectropolarimetric observations are spread over more than 1 month, the data can potentially exhibit some variability due to differential rotation. By computing the amount of shearing by latitudinal differential rotation that the surface (brightness or magnetic) maps experienced with time, ZDI allows one to estimate the surface

<sup>4</sup>The longitudinal field is defined as the (algebraic) line-of-sight projected magnetic field component averaged over the visible hemisphere and weighted by brightness inhomogeneities.

differential rotation assuming a solar-like shear, given by:

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - (\cos \theta)^2 d\Omega \quad (2)$$

where  $\theta$  is the colatitude,  $\Omega_{\text{eq}}$  and  $d\Omega$  are the rotation rates at the equator and the difference of rotation rate between the pole and the equator, respectively. This differential rotation law was found to be successful at modelling the surface shear of low-mass stars, including those of rapidly rotating, fully convective dwarfs (Morin et al. 2008), including in particular V410 Tau (Yu et al. 2019). One can measure both  $\Omega_{\text{eq}}$  and  $d\Omega$  by finding out the values that minimize the  $\chi_r^2$  for a given amount of reconstructed information.

The  $\chi_r^2$  maps derived from Stokes  $I$  and  $V$  data, respectively are shown in Fig. 12, where contours of 68 per cent ( $1\sigma$ ) and 99.7 per cent ( $3\sigma$ ) confidence levels are depicted. We find from Stokes  $I$  LSD profiles that  $\Omega_{\text{eq}} = 3358.8 \pm 0.5$  mrad d $^{-1}$  and  $d\Omega = 6.4 \pm 2.2$  mrad d $^{-1}$ , while Stokes  $V$  LSD profiles yield  $\Omega_{\text{eq}} = 3358.7 \pm 0.4$  mrad d $^{-1}$  and  $d\Omega = 9.0 \pm 1.9$  mrad d $^{-1}$ , both estimates being mutually consistent within  $1.5\sigma$ . This implies that the rotation period ranges from about 1.8707 d ( $\pm 0.0003$  from Stokes  $I$  and  $\pm 0.0002$  from Stokes  $V$ ) at the equator to  $1.8742 \pm 0.0013$  d (from Stokes  $I$ ) or  $1.8757 \pm 0.0011$  d (from Stokes  $V$ ) at the pole. Compared to previous shear detections in the optical (Yu et al. 2019), we find that the uncertainty on  $\Omega_{\text{eq}}$  and  $d\Omega$  obtained from Stokes  $I$  are about 5 and 3 times larger, respectively, which is likely related to the lower amount of data in our set, as well as to the lower contrast of the reconstructed brightness features. On the contrary, uncertainties derived from Stokes  $V$  profiles are comparable to that estimated from optical data at previous epochs.

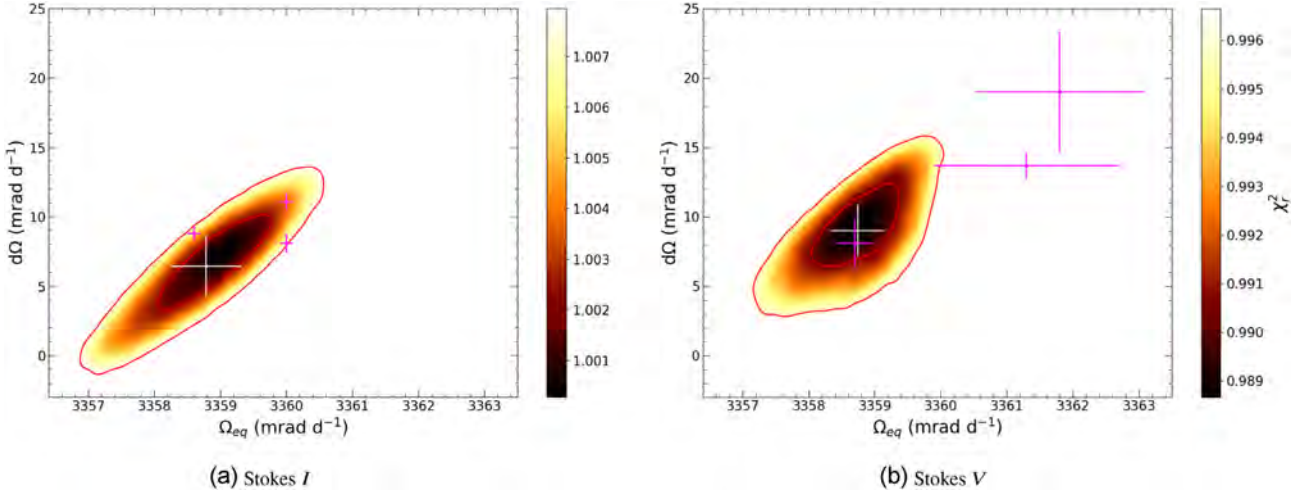
We also computed the co-latitude corresponding to the barycentre of the brightness and magnetic field distributions from the slope of the major axis of the confidence ellipse. In particular, our estimate from Stokes  $I$  LSD profiles is slightly larger than the ones derived by Yu et al. (2019) in the optical at previous epochs, suggesting that large surface features are indeed migrating poleward as speculated by these authors.

Table 3 gathers our results about differential rotation.

## 4 STELLAR ACTIVITY

### 4.1 Radial velocities

We computed the RV of V410 Tau at each observed phase as the first moment of Stokes  $I$  LSD profiles (Donati et al. 2017) for both observed (obtained with M1) and ZDI synthetic ones. With the set of synthetic profiles, we simulated noisy profiles with the same SNRs as the observed ones. For several realizations of the noise, we computed



**Figure 12.** Reduced  $\chi^2$  map as a function of the differential rotation parameters  $\Omega_{\text{eq}}$ , the equatorial rotation rate, and  $d\Omega$ , the pole-to-equator difference in rotation rate, obtained from (a) Stokes  $I$  and (b) Stokes  $V$  LSD profiles. The white cross indicates the optimal value with its associated error bars deduced from fitting a paraboloid to the  $\chi_r^2$  maps while the pink ones correspond to the estimates found by Yu et al. (2019). Red ellipses define contours of 68 per cent ( $1\sigma$ ) and 99.7 per cent ( $3\sigma$ ) confidence levels for both parameters taken as pair.

**Table 3.** Summary of differential rotation parameters of V410 Tau obtained thanks to ZDI. Column 1 indicates the parameters of interest. Columns 2 and 3 refer to estimates provided by Stokes  $I$  (brightness reconstruction) and Stokes  $V$  profiles (magnetic reconstruction), respectively. In the first row, we report the number of points used into ZDI process. Rows 2–3 show the equatorial rotation rate  $\Omega_{\text{eq}}$  and the associated rotation period, along with their 68% confidence interval. Rows 4–5 provide the pole-to-equatorial difference rate  $d\Omega$  with its 68% confidence interval and the rotation period at the pole. Row 6 gives the inverse slope of the ellipsoid in the  $\Omega_{\text{eq}}-d\Omega$  plane (also equal to  $\cos^2\theta_s$ , where  $\theta_s$  is the co-latitude of the gravity centre of the brightness or magnetic field distribution (see Donati et al. 2000)). Last rows give the rotation rate  $\Omega_s$  at co-latitude  $\theta_s$  and the associated rotation period.

Parameter	Stokes $I$ data	Stokes $V$ data
$n$	1674	1674
$\Omega_{\text{eq}}$ (mrad d $^{-1}$ )	$3358.8 \pm 0.5$	$3358.7 \pm 0.4$
$P_{\text{eq}}$ (d)	$1.8707 \pm 0.0003$	$1.8707 \pm 0.0002$
$d\Omega$ (mrad d $^{-1}$ )	$6.4 \pm 2.2$	$9.0 \pm 1.9$
$P_{\text{pole}}$	$1.8742 \pm 0.0013$	$1.8757 \pm 0.0011$
$\cos^2\theta_s$	0.241	0.220
$\Omega_s$ (mrad d $^{-1}$ )	$3357.2 \pm 0.1$	$3356.9 \pm 0.2$
$P_s$	$1.87156 \pm 0.00006$	$1.8717 \pm 0.0001$

the RV and then the dispersion of these measurements to estimate the error bars on our actual RV data. We compared raw observed RVs with synthetic RV curves obtained from the maps in Fig. 4, and we computed activity filtered RVs as the difference between the observations and the model (Fig. 13). We note that both maps lead to models that fit reasonably well the data.

In a second step, we used GPR to model the impact of stellar activity on the observed RVs. For that, we chose the same kernel as that presented in Section 2.2, in equation (1). Moreover, we added an additional term representing a potential excess of uncorrelated noise (in case our RV error bars are underestimated). The log likelihood function  $\log \mathcal{L}$  we wanted to maximize becomes:

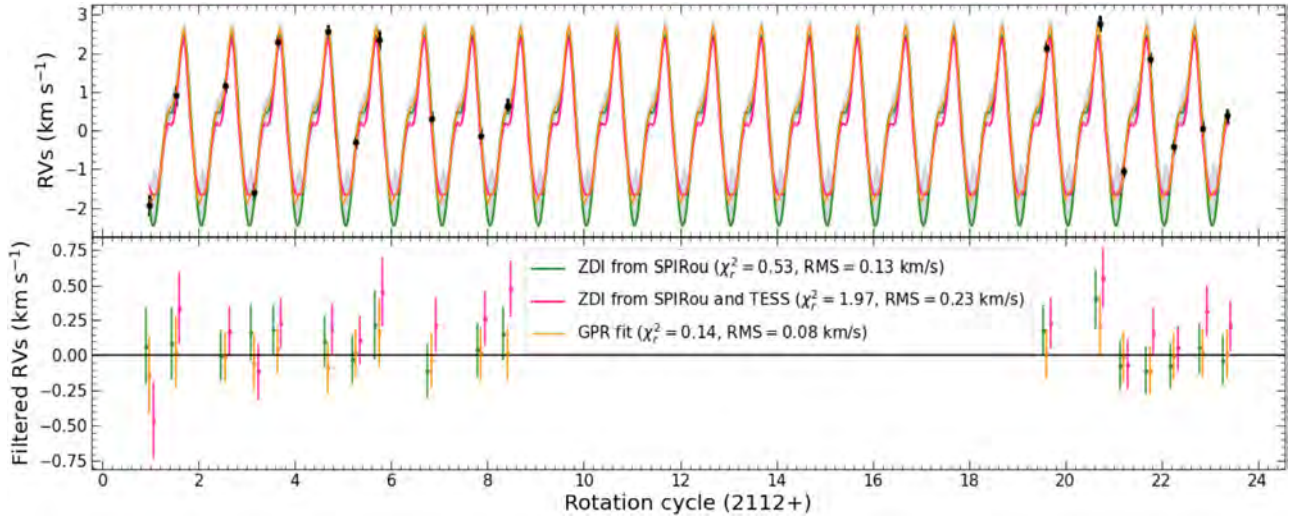
$$\log \mathcal{L} = -\frac{1}{2}(N \log 2\pi + \log |\mathbf{K} + \Sigma + \mathbf{S}| + \mathbf{y}^T (\mathbf{K} + \Sigma + \mathbf{S})^{-1} \mathbf{y}) \quad (3)$$

where  $\mathbf{K}$ ,  $\Sigma$ , and  $\mathbf{S}$  denote the covariance matrix with a quasi-periodic kernel, the diagonal matrix containing the variance of the observed RVs, and the diagonal matrix containing the additional noise  $s$  to the square.  $N$  refers to the number of points (i.e. number of observed RVs) and  $\mathbf{y}$  corresponds to the observed raw RVs.

Given the low number of RV points, we chose to fix two of the four hyperparameters, namely the decay time-scale  $\theta_2$  (exponential time-scale on which modelled RVs depart from pure periodicity) and the smoothing parameter  $\theta_4$  (controlling the amount of short-term variations in the fit) at 160 d (as derived from TESS light curve) and 0.35, respectively, following Yu et al. (2019).<sup>5</sup> Through a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) approach using the EMCEE PYTHON module (Foreman-Mackey et al. 2013), we sampled the posterior distribution of the other parameters given the priors listed in Table 4. We ran our MCMC on 5000 iterations of 100 walkers, and removed a burn-in period of 250 iterations, that is about five times larger than the autocorrelation time of the chain ( $\sim 50$  iterations). We then chose the median of these posterior distributions as best values for the free parameters. The resulting phase plot is illustrated in Fig. 14. The amount of excess uncorrelated noise in the data (modelled with  $s$ ) is found to be compatible with 0. From the best set of parameters, we obtained the GPR fit that is shown in Fig. 13.

Each model yields a synthetic RV curve that we compared to our RV measurements; the corresponding  $\chi_r^2$  values are equal to 0.53 when applying ZDI to SPIRou data alone, 1.97 when ZDI is applied to combined SPIRou and TESS data and 0.14 when applying GPR. The corresponding dispersion of the activity-filtered RVs is about twice lower when we use GPR ( $0.08 \text{ km s}^{-1}$ ) rather than ZDI ( $0.13$  and  $0.23 \text{ km s}^{-1}$ , using SPIRou data alone or both SPIRou and TESS data). We come back on the potential origin of this difference in Section 5.5. We note that these dispersions are consistent with the typical uncertainty on our RV measurements ( $\sim 180 \text{ m s}^{-1}$ ), demonstrating that our models are successful at reproducing the

<sup>5</sup>As shown in Klein & Donati (2020), surface features induce more complex modulation on RVs than on light curves, hence the smaller value of the smoothing parameter  $\theta_4$  used here compared to that derived when fitting the TESS data (see Section 2.2).



**Figure 13.** RVs of V410 Tau in 2019 November and December. *Top panel:* raw observed RVs have a dispersion of  $1.40 \text{ km s}^{-1}$  and are represented by black dots with their associated error bars. The green and pink curves are ZDI models obtained from brightness reconstruction considering SPIRou data only or SPIRou and TESS data simultaneously, respectively. The orange curve corresponds to the GPR with its associated  $1\sigma$  confidence area in light grey. *Bottom panel:* filtered RVs for each of the three models. The colour code of the points is the same as for the curves in the top panel. The dispersion of the filtered RVs is  $0.13$ ,  $0.23$ , and  $0.08 \text{ km s}^{-1}$  for green, pink, and orange data, respectively. Filtered RVs of different colours at each observation phase are slightly shifted, along the horizontal axis for graphics purposes.

**Table 4.** Priors used for the MCMC sampling for the GPR on raw RVs and median values of the hyperparameters posterior distributions. For the uniform priors, we give the lower and upper boundaries of the interval while for the modified Jeffreys prior (Gregory 2007), we give the knee value. For  $\theta_2$  and  $\theta_4$ , we mention the value we imposed.

Hyperparameter	Prior	Estimate
$\ln \theta_1$ ( $\ln(\text{km s}^{-1})$ )	Uniform $(-10, 10)$	$0.08 \pm 0.18$
$\theta_2$ (d)	160	
$\theta_3$ (d)	Uniform $(0.9 P_{\text{rot}}, 1.1 P_{\text{rot}})$	$1.872 \pm 0.002$
$\theta_4$	0.35	
$s$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	Modified Jeffreys ( $\sigma_{\text{RV}}$ )	$0.08 \pm 0.07$ (compatible with zero)

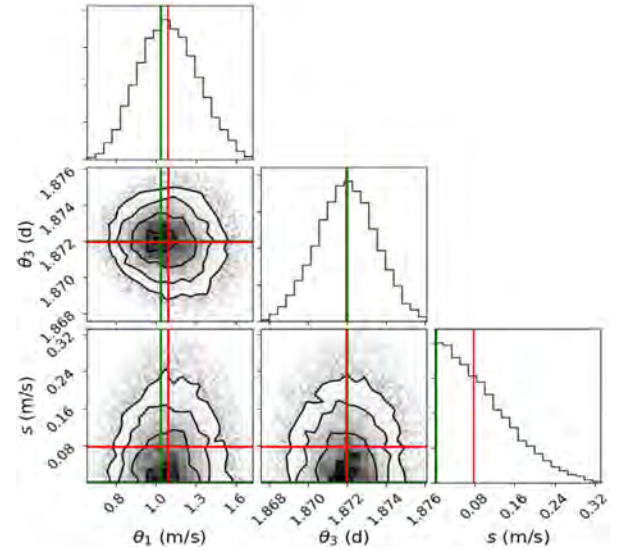
activity-induced RV variations, both for atomic and molecular lines (and despite the difference in bulk RVs for both sets of lines).

Applying the FF' method (Aigrain, Pont & Zucker 2012) to the light curve predicted with ZDI, we can investigate the precision level at which this technique can mitigate activity in RV curves. We find that RV residuals exhibit a dispersion of  $810 \text{ m s}^{-1}$  RMS, i.e.  $6\text{--}7\times$  larger than those predicted with ZDI ( $130 \text{ m s}^{-1}$  RMS), confirming that the FF' technique is not adequate for filtering out RV curves of moderately to rapidly rotating active stars, whose brightness distributions are often rather complex.

## 4.2 Activity indicators

We focussed on three main activity indicators: the He I triplet at  $1083 \text{ nm}$ , the  $\text{Pa}\beta$ , and  $\text{Br}\gamma$  lines at  $1282$  and  $2165 \text{ nm}$ , respectively (Fig. B1).

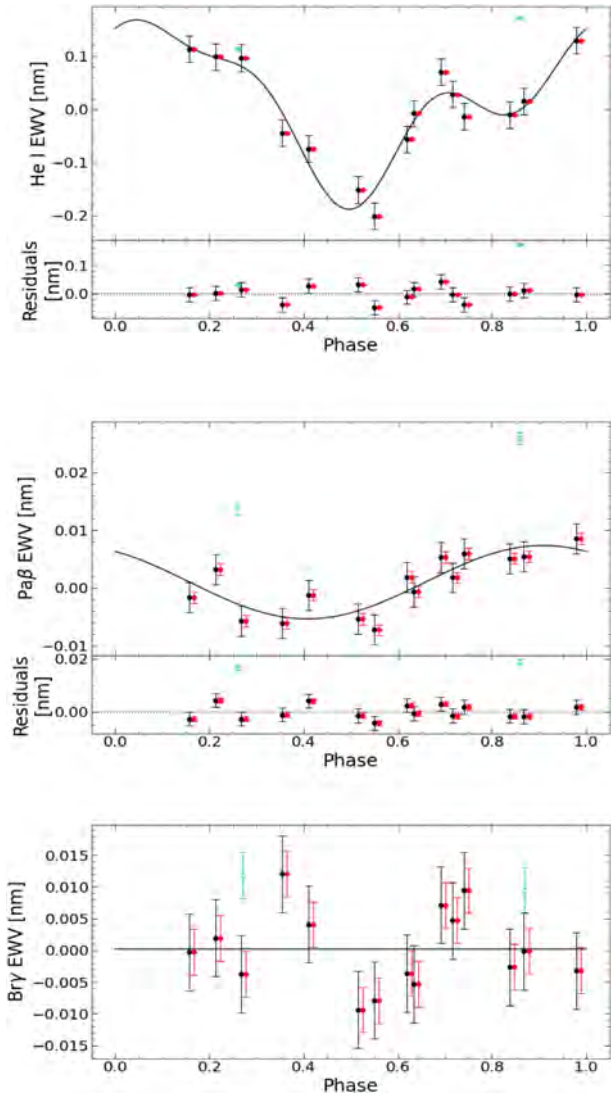
We identified a flare on December 9 (cycle 21.752) with the corresponding spectrum being blueshifted by  $100 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the stellar rest frame, and the flux in the three lines being stronger than the typical one, especially in the  $\text{Pa}\beta$  line (Fig. B1). This flare occurs in the main gap of the TESS data (BJD 2458826.5 to BJD 2458829.3, see Fig. 1) and therefore does not show up in the light



**Figure 14.** Phase plot of the posterior distribution of the three parameters let free, returned by the MCMC sampling. The best value for each parameter is chosen as the median value of the posterior distributions distributions shown in red line. We found  $\ln \theta_1 = 0.08 \pm 0.18$ ,  $\theta_3 = 1.872 \pm 0.002 \text{ d}$ , and  $s = 0.08 \pm 0.07 \text{ km s}^{-1}$ . We also traced the values that maximize the posterior distributions in green lines. The plot has been done with the CORNER PYTHON module (Foreman-Mackey 2016).

curve. In addition, two observations collected just after the flare (i.e. on December 10 and 11) were also affected by the flaring episode, and we thus decided not to use these three observations for our analyses based on the He I triplet and  $\text{Pa}\beta$  and  $\text{Br}\gamma$  lines. We also identified a feature in the red wing of  $\text{Pa}\beta$  (at  $+120 \text{ km s}^{-1}$ ), likely tracing Ti, Ca, and Fe lines blending with  $\text{Pa}\beta$ , which does not vary more than the continuum around this line and is thereby expected not to affect significantly our analyses. We then compute the amount by which the equivalent width of these lines vary as a result of activity, which





**Figure 15.** Phase folded activity EWVs derived from the He I triplet at 1083.3 nm (first panel), Pa $\beta$  (second panel), and Br $\gamma$  lines (third panel) after removing the profile affected by the main flare at cycle 21.752. For the first two panels, the fit to the EWVs is shown in black line in the top panel while the bottom panel displayed the residuals between the EWVs and the best fit. In all panels, the red error bars correspond to those expected from the dispersion between spectra in the adjacent continuum (tracing photon noise) while the black ones were set to ensure a unit  $\chi_r^2$  fit to the data (thereby tracing intrinsic variability as well, and equal to 25, 3, and 6 pm for the He I, Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  EWVs, respectively). The cyan open circles and error bars represent the two observations collected after the flare (not taken into account for the fit). The red error bars are slightly shifted along the horizontal axis for clarity purposes.

we call activity ‘equivalent width variations’ (EWVs). In the stellar rest frame, we divided each telluric-corrected Stokes  $I$  spectrum by the median spectrum shown in Fig. B2, yielding the median-divided spectra in Fig. B3. The activity EWVs are then defined as the EW of these median-divided spectra counted as negative when absorption is larger than average. The values of the EWVs (and the corresponding error bars) were obtained through a Gaussian fit to the median-divided spectra, using a Gaussian of full-width-at-half maximum equal to  $130 \text{ km s}^{-1}$  centred on the stellar rest frame (consistent with the median He I, Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  median profiles). We note that an

activity indicator equal to 0 at a specific epoch does not indicate a lack of detection but rather that the corresponding profile is identical to the median one. The EWVs are provided in Table 1.

For each line, we assumed equal error bars for all spectral points of all observations, which we set to the dispersion between spectra in the continuum about each line (equal to 0.014 for He I and Br $\gamma$ , and 0.008 for Pa $\beta$ , and tracing mostly photon noise). The corresponding error bars we derive for the EWVs are equal to 2, 1, and 4 pm, respectively. As the integrated flux in the He I and Pa $\beta$  lines is variable at a higher level than that expected from photon noise, we empirically derived the error bars on the EWVs of the three lines using the same method as in Section 2.3 (likely overestimating the uncertainties) to account for the intrinsic variability and other main sources of noise that cannot be easily quantified. We achieved this by fitting the He I and Pa $\beta$  EWVs with a sine curve (including two harmonics for He I), whereas the Br $\gamma$  EWVs (showing essentially no variation with time) were fitted with a constant, yielding error bars of 25, 3, and 6 pm for the He I, Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  lines, respectively (see Fig. 15). To assess the significance of our models, we computed the  $\chi_r^2$  when fitting a constant instead of a periodic curve for the He I ( $\chi_r^2 = 13.6$ ) and Pa $\beta$  ( $\chi_r^2 = 3.5$ ) lines, yielding probabilities of 0 and  $3.6 \cdot 10^{-6}$ , respectively, for the detected modulation to be spurious by chance. Even with these simple models and pessimistic estimates of the error bars, we detected a significant modulation of both the He I and Pa $\beta$  EWVs. We, however, caution that the false alarm probabilities (FAPs) we quote, assuming white noise, may be underestimated if correlated noise dominates, even though pessimistic error bars were used.

The activity EWVs reveal enhanced absorption in phase range 0.4–0.6 for both the He I triplet and the Pa $\beta$  line (Fig. 15). This feature is also seen in the dynamic spectrum of the He I triplet (Fig. B4).

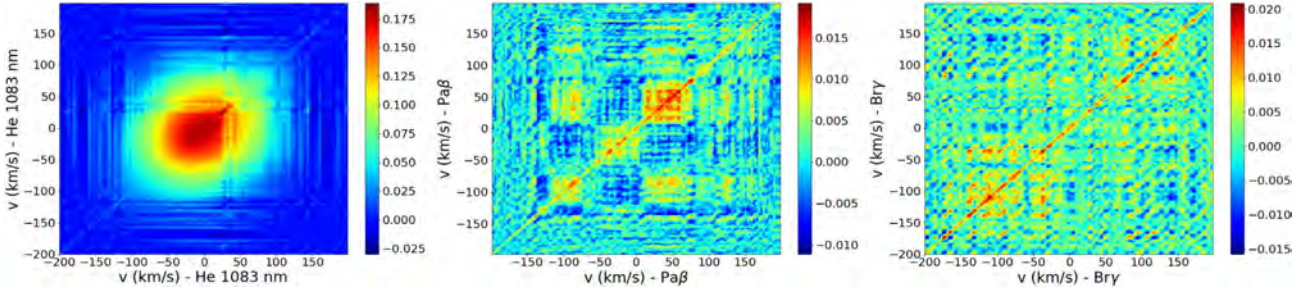
### 4.3 Correlation matrices

From the median-divided spectra, we computed autocorrelation matrices for each of the three lines, considering the line relative intensities within an interval of  $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$ . The coefficient  $C_{ij}$  between velocity bins  $i$  and  $j$  is defined as:

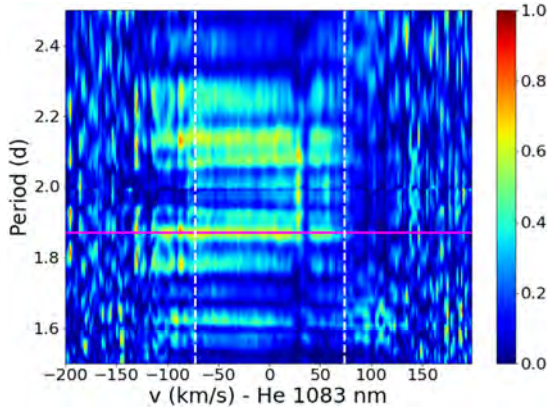
$$C_{ij} = r_{ij} \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \quad (4)$$

where  $r_{ij}$  is the Pearson linear coefficient between the two velocity bins,  $\sigma_i$  and  $\sigma_j$  are the standard deviation in the velocity bins  $i$  and  $j$ , respectively. This definition of the unnormalized coefficient allows us to estimate the relative importance of the correlations, as a high value of  $r_{ij}$  associated with a high level of variability is better emphasized than a high value of  $r_{ij}$  associated with a low level of variability.

The autocorrelation matrix of the He I triplet reveals that the entire profile correlates well with itself (left-hand panel of Fig. 16). As a strong correlation indicates a common origin for the components, the observed correlation suggests that the entire He I triplet emerges from a single region, likely the stellar chromosphere. The autocorrelation matrix of Pa $\beta$  (middle panel of Fig. 16) shows a correlation/anticorrelation chessboard pattern above the noise level suggesting that the line width is slightly changing with time, getting narrower and deeper at times, then broader and shallower at some other times. In addition, both matrices show that the variability is asymmetric, being larger in the blue wing of these lines, possibly indicating the presence of a stellar wind. No particular pattern is apparent in the autocorrelation of the Br $\gamma$  line (right-hand panel of Fig. 16). We also show the normalized autocorrelation matrices (i.e. the  $r_{ij}$  coefficients) in Fig. B5.



**Figure 16.** Autocorrelation matrices for He I triplet (left-hand panel), Pa $\beta$  (middle panel), and Br $\gamma$  (right-hand panel) after removing the three observations affected by a flaring episode. The colourbars refer to the value of the coefficients as defined by equation (4), with important correlation represented by reddish colours. The colour scale depends on the level of variability for the considered line which is much larger for the He I triplet than for the two other lines.



**Figure 17.** 2D periodogram for the He I line at 1083.3 nm obtained using the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019). A Generalized Lomb–Scargle periodogram (Zechmeister & Kürster 2009) has been computed for each velocity bin and represented through a colour code. The colour reflects the power of the associated period in the periodogram, normalized to 1 (red indicates most powerful periods). The magenta solid line depicts the stellar rotation period while the vertical dashed lines correspond to  $\pm v \sin i$ . The periodogram highlights a period compatible with the stellar rotation period but also aliases associated with the observing window. We note that the velocity bins between 20 and 40 km s $^{-1}$  were poorly corrected from telluric lines which affected the periodograms.

#### 4.4 2D Periodograms

For each velocity bin of the median-divided spectra, we computed a Generalized Lomb–Scargle periodogram as introduced by Zechmeister & Kürster (2009) thanks to the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019). We show them as 2D maps in Figs 17 and B6. Using the typical error bars derived in Section 4.2 for all spectral points, we found that the He I and Pa $\beta$  profiles exhibit rotational modulation (with aliases associated with the observing window), with a stronger variability in the blue wing (as seen in Section 4.3). These results are consistent with those obtained from the EWVs in Section 4.2, though less obvious as information is not integrated over the line profile. The Br $\gamma$  periodogram does not show any clear period, consistent with EWV $\sim$ 0.

## 5 SUMMARY AND DISCUSSION

Our paper reports new results derived from spectropolarimetric and photometric observations of the wTTS V410 Tau collected with the NIR spectropolarimeter SPIRou from 2019 October 31 to

December 13 and the TESS space probe, from 2019 November 28 to December 23.

### 5.1 Benefit of photometry

For the first time, we jointly used high-resolution spectropolarimetry and high-precision photometry in ZDI to reconstruct the brightness distribution at the surface of the star. Both data are complementary as spectropolarimetry mostly constrains the location of the spots (from the distortions of profiles) while photometry mainly informs on their contrast relative to the quiet photosphere.

Taking into account photometry yields a higher number of brightness features and higher contrasts in the ZDI image, especially at low latitudes (Fig. 4). These features are needed so that both SPIRou and TESS data can be fitted at unit  $\chi_r^2$  with the light curve fitted down to 1.6 mmag RMS (with residual correlated noise likely attributable to small-scale rapidly evolving surface brightness features that cannot be properly reproduced by ZDI). These latitudes are usually not well reconstructed when considering spectropolarimetry only, as ZDI is best sensitive to features located at higher latitudes, in the visible hemisphere (Vogt, Penrod & Hatzes 1987; Brown et al. 1991). We suspect that this increase in spot coverage reflects that TESS and SPIRou do not see the same spot distributions because of the difference of spectral domains. To further improve the accuracy of the brightness modelling at the surface of the star, one would need to secure photometric data in the JHK bands that would provide an ideal match to the SPIRou spectropolarimetric data. This would ensure in particular that all brightness features present at the surface of the star (including those in the polar regions) affect spectroscopic and photometric data in the same way (which is not the case for e.g. the cool polar spot detected in the optical but not in the NIR).

Ground-based photometry allowed us to perform a similar analysis as Yu et al. (2019; fig. B7 of their paper) but with  $V - R_c$  and  $V - I_c$  colour indexes. We fitted these indexes as a function of the magnitude in the V band using a simplistic two-temperature model based on colour indexes from Bessell, Castelli & Plez (1998). Our model features a fixed temperature of 4500 K for the photosphere, a surface gravity  $\log g = 4.0$ , and a fixed temperature for spots with varying filling factor. We found an optimal spot temperature of 3750 K with a typical surface spot coverage of about 70 per cent (Fig. C1), consistent with previous photometric measurements (Yu et al. 2019). This rather high-spottedness level (consistent with that found for the similar wTTS LkCa 4; Gully-Santiago et al. 2017) suggests in particular that a large fraction of the stellar surface is more or less evenly covered with small features that are not accessible to (and thus not reconstructed by) ZDI.



## 5.2 Infrared versus optical brightness reconstruction

V410 Tau is a wTTS that has been extensively studied in the past, mainly in the optical. Our study is innovative as we used NIR observations to constrain the brightness and the magnetic field of the star.

As expected, NIR leads to a less contrasted surface brightness map. We find a reasonable statistical agreement for low- and mid-latitude spots (but less so in the polar regions) between optical and NIR maps, even though secured at different epochs. However, the absence of a polar spot in the map reconstructed from NIR data is surprising since such a feature consistently showed up in images derived from optical data up to now (Joncour et al. 1994; Hatzes 1995; Skelly et al. 2010; Rice, Strassmeier & Kopf 2011; Carroll et al. 2012; Yu et al. 2019). Our reconstructed map obtained with a mask containing only molecular lines, more sensitive to cooler regions, further confirms that no polar spot is detected at NIR wavelengths. Although we cannot entirely dismiss it, the option that the polar spot disappeared at the time of our SPIRou observations seems unlikely given the persistent presence of this feature in all previously published studies. The fact that the *TESS* light curve yields an average rotation period that is consistent with the trend derived from previous photometric data by Yu et al. (2019) suggests that the spot configuration at the surface of V410 Tau did not drastically evolve since 2016, and in particular that the cool spot reconstructed near the pole from optical data were likely still present in 2019.

If the dark polar feature systematically seen at optical wavelengths is indeed not visible in the NIR, it suggests that continuum opacity above polar regions of V410 Tau is much larger in the optical domain than in the NIR for some reason. A speculative option, to be investigated further, may be that dust grains, such as those present in the upper solar atmosphere though in larger concentrations, tend to cluster in polar regions of the upper atmosphere of V410 Tau, making them appear much darker at optical than at NIR wavelengths.

## 5.3 Magnetic field

Applying ZDI to our Stokes *I* and *V* LSD profiles simultaneously allowed us to reconstruct the large-scale magnetic topology of the star. Our results are consistent with previous studies (Skelly et al. 2010; Yu et al. 2019). We find that the large-scale magnetic field has an average surface strength of about 410 G and that the radial field can be more intense locally, reaching up to 1.1 kG. Although V410 Tau is still fully convective, the magnetic field presents a strong toroidal component of unclear origin, as for the other fully convective wTTS LkCa4 (Donati et al. 2014). More observations of fully convective wTTSs are thus clearly needed to further constrain the origin of this strong toroidal field.

We also found that the poloidal component contributes to nearly 60 per cent of the overall magnetic energy, compatible with the recent measurements derived from NARVAL (at the Telescope Bernard Lyot) optical data in 2016 (Yu et al. 2019). In addition, the polar strength of the dipole component (of the poloidal field) is close to 400 G, which again supports the reported increase in the intensity of the dipole from 2008 (Yu et al. 2019). These properties are compatible with those obtained by Yu et al. (2019) from their 2016 data set, and more generally with the long-term evolution they pointed out. These results suggest that, if a magnetic cycle exists, it is likely longer than 11 yr. More observations of V410 Tau would be needed to confirm whether the observed tendency reflects part of a magnetic cycle as suggested by other studies (Stelzer et al. 2003; Hambálek et al. 2019) or rather intrinsic variability of a stochastic nature.

The longitudinal field as derived from SPIRou data shows similar fluctuations than that from optical studies (of period  $\sim P_{\text{rot}}$ ), but with error bars that are about 1.7 times smaller (typically 30 G) in half the exposure time, clearly demonstrating the benefits of studying magnetic fields of young stars in the NIR thanks to the enhanced Zeeman effect.

We constrained the surface differential rotation of V410 Tau with ZDI from our Stokes *I* and *V* LSD profiles separately, both results being compatible within  $1.5\sigma$ . Our estimates are also consistent with those provided by Yu et al. (2019) within  $\sim 3\sigma$ , although our Stokes *I* LSD profiles yielded slightly lower value. We note that the error bars obtained from Stokes *I* LSD profiles are larger in the NIR than in the optical, which is likely due to the lower number of observations but also to the lower contrast of the brightness features. For Stokes *V* data, the differential rotation parameters we derived are similar to the optical measurements of Yu et al. (2019), with error bars of the same magnitude despite the sparser data thanks to the enhanced Zeeman effect in the NIR.

We note that our estimates of differential rotation are larger than those derived by Siwak et al. (2011) from photometric data collected with the MOST space-telescope in 2009. This photometric measurement of differential rotation is also inconsistent with the estimates of Yu et al. (2019), despite having been collected at a close-by epoch. We thus suspect that this difference is related to the two-spot model used by Siwak et al. (2011) known to be inappropriate for stars like V410 Tau given the complex spot distributions reconstructed with ZDI (featuring both bright and dark spots).

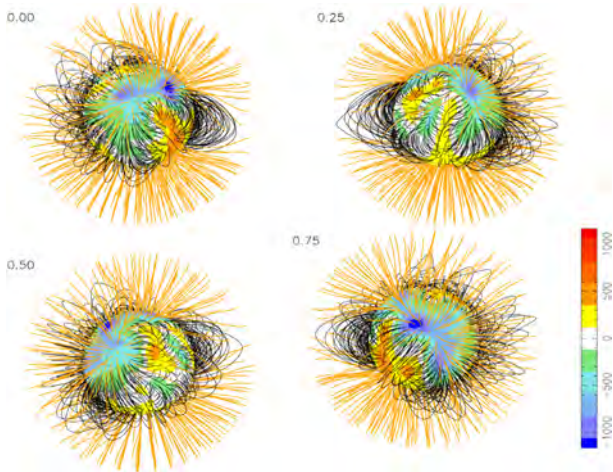
## 5.4 Chromospheric activity

The He I triplet at 1083 nm, the Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  lines are used as proxies to study the chromospheric activity of V410 Tau. A flare was detected at cycle 21.752, which also affected the two subsequent observations. Our analyses reveal that both the He I and the Pa $\beta$  lines are rotationally modulated, while no significant variations are observed in Br $\gamma$ .

To obtain a rough description of the large-scale stellar magnetosphere, we extrapolated our magnetic image at the surface of V410 Tau into 3D maps, assuming that the magnetic field is potential (following the method described by Jardine et al. 1999) and that the source surface at which field lines open is located at  $2.1 R_*$ , following Yu et al. (2019; Fig. 18). We see that enhanced absorption in chromospheric lines, occurring in phase range 0.4–0.6, takes place slightly before the magnetic pole crosses the line of sight (at phase 0.7; see Fig. 18), i.e. when one may have expected it to occur by analogy with solar coronal holes (darker in regions of open field lines). This phase lag may relate to the potential field assumption being no more than a rough approximation in our case. The reconstructed large-scale magnetic field indeed features a strong toroidal component (with intense azimuthal fields located close to the open field line region at phase 0.7; see Fig. 10) that may suggest that the large-scale surface field is significantly stressed at these phases. Another option is that this enhanced absorption episode is due to the presence of massive prominences trapped in closed coronal loops (such as those reported in Yu et al. 2019) and crossing the stellar disc at phases 0.4–0.6.

Obviously, the way the He I triplet and the Pa $\beta$  line behave in wTTSs, and in particular how the He I and Pa $\beta$  fluxes respond to the topology of the large-scale field remains to be investigated in more details. This will be the subject of forthcoming papers.





**Figure 18.** Potential field extrapolations of the surface radial magnetic field obtained with ZDI, as seen by an Earth-based observer. Open field lines are shown in orange while closed field lines are drawn in black. Colours at the stellar surface represent the local value of the radial magnetic field (in G). Following Yu et al. (2019), we assumed that the source surface is located at  $2.1 R_*$ , corresponding to the co-rotation radius, beyond which field lines open under the impact of centrifugal force. The star is shown at four evenly spaced phases of the rotation cycle (indicated in the top left corner of each plot).

### 5.5 Filtering activity jitter from RV curves

RVs of V410 Tau derived from Stokes  $I$  LSD profiles exhibit a full amplitude of about  $4.5 \text{ km s}^{-1}$  and a dispersion of  $1.40 \text{ km s}^{-1}$  RMS. These values are smaller than those generally observed in the optical at roughly the same SNRs, with amplitudes ranging from 4 to  $8.5 \text{ km s}^{-1}$  and a typical dispersion of  $1.8 \text{ km s}^{-1}$  RMS, respectively (Yu et al. 2019). This confirms the gain in using NIR observations to reduce the activity jitter in RV measurements. We find that the amplitude of RV jitter is reduced by up to a factor of 2, consistent with results of previous optical and NIR RV studies of TTs (Prato et al. 2008; Mahmud et al. 2011; Crockett et al. 2012).

For each of our ZDI reconstructed brightness maps (Fig. 4), we computed the RV curve that results from the brightness features at the surface of V410 Tau. The ZDI image taking into account SPIRou data only, corresponding to a static brightness distribution, yields filtered RVs with a dispersion of  $0.13 \text{ km s}^{-1}$  RMS, i.e. about 25 percent lower than in the optical for this star (typically  $0.17 \text{ km s}^{-1}$ ; Yu et al. 2019), which suggests that the evolution of spots is not significant over our observations. We note that adding *TESS* data to the SPIRou data in the ZDI modelling does not improve, and actually even degrades, the accuracy of the filtering process (even after explicitly taking into account the difference in brightness contrasts at SPIRou and *TESS* wavelengths in the imaging process). This result demonstrates that the brightness distributions as seen by SPIRou and *TESS* are genuinely different and cannot be simply scaled up from one another, e.g. using Planck’s law, with some features showing up in one spectral domain but not in the other (like the prominent polar spot detected in the optical but not seen at NIR wavelengths). Filtering the activity jitter would thus likely be more efficient with ZDI applied to data sets combining SPIRou data with high-precision NIR photometry. We also modelled the RV activity jitter using GPR yielding a dispersion of filtered RVs about twice smaller than with ZDI models thanks to the higher flexibility of GPR to model intrinsic variability in the periodic modulation of the RV

curve, that results from the evolution of the spot configuration at the surface of the star.

The periodograms of RVs (Fig. D1) do not show any periodic signature beyond that from V410 Tau A, which further confirms that our spectropolarimetric data mainly probe the primary star, and not (or no more than very marginally) its two companions. In addition, our filtered RVs show no evidence for a RV signal from a potential giant planet on a close-in orbit (Fig. D1), consistent with previous observations that did not suggest the presence of a hJ (Yu et al. 2019). To derive an upper limit on the mass of a potential planet from our data, we proceeded as in Yu et al. (2019) and applied GPR on simulated data sets (with the same temporal sampling as that achieved for our 2019 observations) featuring both a RV activity jitter (computed from the results of Section 4.1) and a RV signal from a planet on a circular orbit with a white noise identical to that of our measurement (of  $181 \text{ m s}^{-1}$  RMS). For each simulation, we compared models including both the planet and the activity jitter, with those including only the activity jitter, to assess the significance level at which a close-in giant planet of given mass could be detected from our data. From the difference of logarithmic marginal likelihood between both models (detection threshold set at  $\Delta\mathcal{L} = 10$ ), we found that, for a planet-star separation lower than 0.09 au, only planets with a mass larger than  $\sim 5 M_{\text{jup}}$  can be reliably detected (at a  $>3\sigma$  level), consistent with the (more stringent) upper limit (of  $\sim 1 M_{\text{jup}}$ ) derived by Yu et al. (2019) for the same planet-star separation.

Detecting close-in massive planets typically requires carrying out monitorings over several months during which the surface of the star can evolve significantly. This intrinsic variability cannot be modelled with the current version of ZDI that assumes a static distribution of features at the surface of the star (except for differential rotation), often forcing one to split data sets into smaller subsets that can be modelled independently from one another (e.g. Donati et al. 2017; Yu et al. 2017, 2019). In order to get a more global and consistent description of the stellar surface activity over several months, one needs to be able to model at the same time both the distribution of surface (brightness and magnetic) features and its evolution with time using all data at once. In this aim, we started to modify the original ZDI code to couple it with GPR, in order to simultaneously benefit from the physical modeling provided by ZDI (to detect and characterize stellar surface features), and from the flexibility provided by GPR (to describe the temporal evolution of these features). This new version of ZDI is currently under development and will be the object of forthcoming publications.

Our study illustrates the benefits of NIR (versus optical) observations with instruments like SPIRou, to investigate the magnetic topologies of young stars and look for the potential presence of hJ on close-in orbits through RV measurements. New monitorings of V410 Tau will provide strong constraints on the existence of a magnetic cycle (and the underlying dynamo processes), will bring further clues on the enigmatic strong toroidal field that the star is able to trigger despite being fully convective, and will allow us identifying the main differences between images reconstructed from optical and NIR data, especially in the polar regions. More generally, SPIRou observations of PMS stars, including those carried out within the SLS, will offer the opportunity to investigate in more detail the impact of magnetic fields on star/planet formation, and in particular to accurately characterize young planetary systems hosting transiting planets, such as AU Mic and V1298 Tau (David et al. 2019a,b; Plavchan et al. 2020; Klein et al. 2021), allowing one to refine the mass–radius relation of planets at an early stage of evolution.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work includes data collected with SPIRou in the framework of the SPIRou Legacy Survey (SLS), an international large programme allocated on the *Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT)*, operated from the summit of Maunakea by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. We acknowledge funding by the European Research Council (ERC) under the H2020 research & innovation programme (grant agreements #740651 NewWorlds, #865624 GPRV, and #716155 SACCRED). SHPA acknowledges financial support from CNPq, CAPES, and Fapemig. We thank the referee for valuable comments and suggestions that helped improving the manuscript.

## DATA AVAILABILITY

The data collected with the TESS space probe are publicly available from the *Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST)*. The SLS data will be publicly available from CADC 1 yr after the completion of the SLS programme (in 2022).

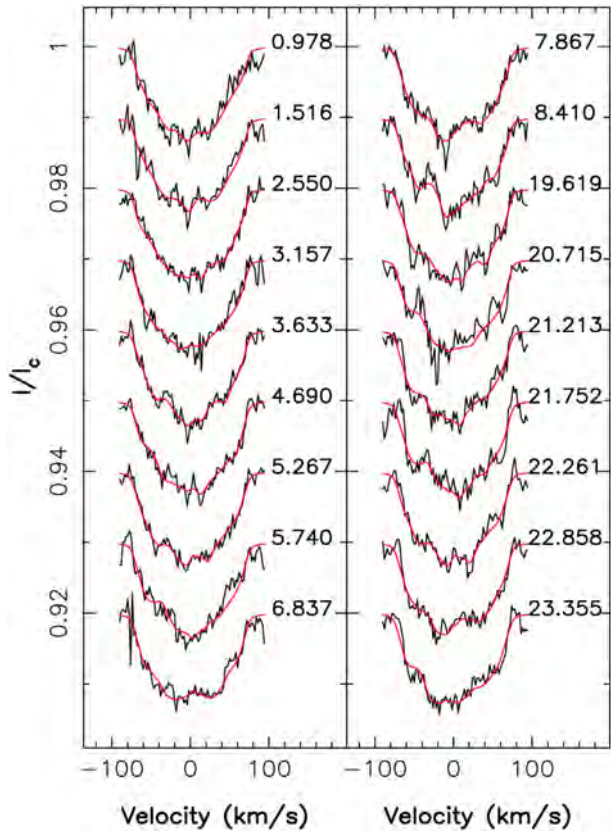
## REFERENCES

- Aigrain S., Pont F., Zucker S., 2012, *MNRAS*, 419, 3147
- Alencar S. H. P. et al., 2012, *A&A*, 541, A116
- Alencar S. H. P. et al., 2018, *A&A*, 620, A195
- Artigau É. et al., 2014, in Peck A. B., Benn C. R., Seaman R. L., eds, SPIE Conf. Ser. Vol. 9149, *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems V*. SPIE, Bellingham, p. 914905
- Baraffe I., Homeier D., Allard F., Chabrier G., 2015, *A&A*, 577, A42
- Bessell M. S., Castelli F., Plez B., 1998, *A&A*, 333, 231
- Bouvier J., Alencar S. H. P., Harries T. J., Johns-Krull C. M., Romanova M. M., 2007a, in Reipurth B., Jewitt D., Keil K., eds, *Protostars and Planets V*. p. 479
- Bouvier J. et al., 2007b, *A&A*, 463, 1017
- Bouvier J. et al., 2020, *A&A*, 643, A99
- Brown S. F., Donati J. F., Rees D. E., Semel M., 1991, *A&A*, 250, 463
- Carroll T. A., Strassmeier K. G., Rice J. B., Künstler A., 2012, *A&A*, 548, A95
- Claret A., Bloemen S., 2011, *A&A*, 529, A75
- Crockett C. J., Mahmud N. I., Prato L., Johns-Krull C. M., Jaffe D. T., Hartigan P. M., Beichman C. A., 2012, *ApJ*, 761, 164
- Czesla S., Schröter S., Schneider C. P., Huber K. F., Pfeifer F., Andreasen D. T., Zechmeister M., 2019, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1906.010
- David T. J. et al., 2019a, *ApJ*, 158, 79
- David T. J., Petigura E. A., Luger R., Foreman-Mackey D., Livingston J. H., Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2019b, *ApJ*, 885, L12
- Donati J. F., Brown S. F., 1997, *A&A*, 326, 1135
- Donati J.-F., Landstreet J. D., 2009, *ARAA*, 47, 333
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati J. F., Mengel M., Carter B. D., Marsden S., Collier Cameron A., Wichmann R., 2000, *MNRAS*, 316, 699
- Donati J. F. et al., 2006, *MNRAS*, 370, 629
- Donati J. F. et al., 2007, *MNRAS*, 380, 1297
- Donati J. F. et al., 2011, *MNRAS*, 412, 2454
- Donati J. F. et al., 2013, *MNRAS*, 436, 881
- Donati J. F. et al., 2014, *MNRAS*, 444, 3220
- Donati J. F. et al., 2017, *MNRAS*, 465, 3343
- Donati J. F. et al., 2019, *MNRAS*, 483, L1
- Donati J. F. et al., 2020, *MNRAS*, 498, 5684
- Foreman-Mackey D., 2016, *J. Open Source Softw.*, 1, 24
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, 125, 306
- Ghez A. M., White R. J., Simon M., 1997, *ApJ*, 490, 353
- Grankin K. N., Bouvier J., Herbst W., Melnikov S. Y., 2008, *A&A*, 479, 827
- Gregory P. C., 2007, *MNRAS*, 381, 1607
- Gregory S. G., Donati J. F., Morin J., Hussain G. A. J., Mayne N. J., Hillenbrand L. A., Jardine M., 2012, *ApJ*, 755, 97
- Gully-Santiago M. A. et al., 2017, *ApJ*, 836, 200
- Hambálek L., Vaňko M., Paunzen E., Smalley B., 2019, *MNRAS*, 483, 1642
- Hatzes A. P., 1995, *ApJ*, 451, 784
- Haywood R. D. et al., 2014, *MNRAS*, 443, 2517
- Hill C. A., Carmona A., Donati J. F., Hussain G. A. J., Gregory S. G., Alencar S. H. P., Bouvier J., Matysse Collaboration, 2017, *MNRAS*, 472, 1716
- Jardine M., Barnes J. R., Donati J.-F., Collier Cameron A., 1999, *MNRAS*, 305, L35
- Jenkins J. M. et al., 2016, in Chiozzi G., Guzman J. C., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9913, Software and Cyberinfrastructure for Astronomy IV*. SPIE, Bellingham, p. 99133E
- Johns-Krull C. M., Valenti J. A., Koresko C., 1999, *ApJ*, 516, 900
- Joncour I., Bertout C., Menard F., 1994, *A&A*, 285, L25
- Klein B., Donati J. F., 2020, *MNRAS*, 493, L92
- Klein B. et al., 2021, *MNRAS*, 502, 188
- Krolikowski D. M., Kraus A. L., Rizzuto A. C., 2021, *AJ*, 162, 110
- Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M., 2004, *Polarisation in Spectral Lines*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Mahmud N. I., Crockett C. J., Johns-Krull C. M., Prato L., Hartigan P. M., Jaffe D. T., Beichman C. A., 2011, *ApJ*, 736, 123
- Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2010, *MNRAS*, 407, 2269
- Pecaut M. J., Mamajek E. E., 2013, *ApJS*, 208, 9
- Plavchan P. et al., 2020, *Nature*, 582, 497
- Pouilly K. et al., 2020, *A&A*, 642, A99
- Prato L., Huerta M., Johns-Krull C. M., Mahmud N., Jaffe D. T., Hartigan P., 2008, *ApJ*, 687, L103
- Rasmussen C., Williams C., 2006, *Gaussian Processes for Machine Learning. Adaptive Computation and Machine Learning*. MIT Press, Cambridge, MA
- Rice J. B., Strassmeier K. G., Kopf M., 2011, *ApJ*, 728, 69
- Ricker G. R. et al., 2014, in Oschmann J. M., Clampin M., Fazio G., MacEwen H. A., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. SPIE, Bellingham, p. 914320
- Ryabchikova T., Piskunov N., Kurucz R. L., Stempels H. C., Heiter U., Pakhomov Y., Barklem P. S., 2015, *Phys. Scr*, 90, 054005
- Semel M., 1989, *A&A*, 225, 456
- Siwak M., Rucinski S. M., Matthews J. M., Kuschnig R., Guenther D. B., Moffat A. F. J., Sasselov D., Weiss W. W., 2011, *MNRAS*, 415, 1119
- Skelly M. B., Donati J. F., Bouvier J., Grankin K. N., Unruh Y. C., Artemenko S. A., Petrov P., 2010, *MNRAS*, 403, 159
- Smith J. C. et al., 2012, *PASP*, 124, 1000
- Stelzer B. et al., 2003, *A&A*, 411, 517
- Stumpe M. C. et al., 2012, *PASP*, 124, 985
- Stumpe M. C., Smith J. C., Catanzarite J. H., Van Cleve J. E., Jenkins J. M., Twicken J. D., Girouard F. R., 2014, *PASP*, 126, 100
- Vogt S. S., Penrod G. D., Hatzes A. P., 1987, *ApJ*, 321, 496
- Yu L. et al., 2017, *MNRAS*, 467, 1342
- Yu L. et al., 2019, *MNRAS*, 489, 5556
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, *A&A*, 496, 577

## APPENDIX A: STOKES I LSD PROFILES OBTAINED WITH THE M3 MASK

We show the Stokes *I* LSD profiles obtained with the M3 mask, containing only molecular lines, in Fig. A1.





**Figure A1.** Stokes  $I$  LSD profiles obtained with a mask containing only molecular lines. The observed profiles are plotted in black while the ZDI model is plotted in red, with the associated rotation cycle mentioned on the right.

## APPENDIX B: ACTIVITY PROXIES

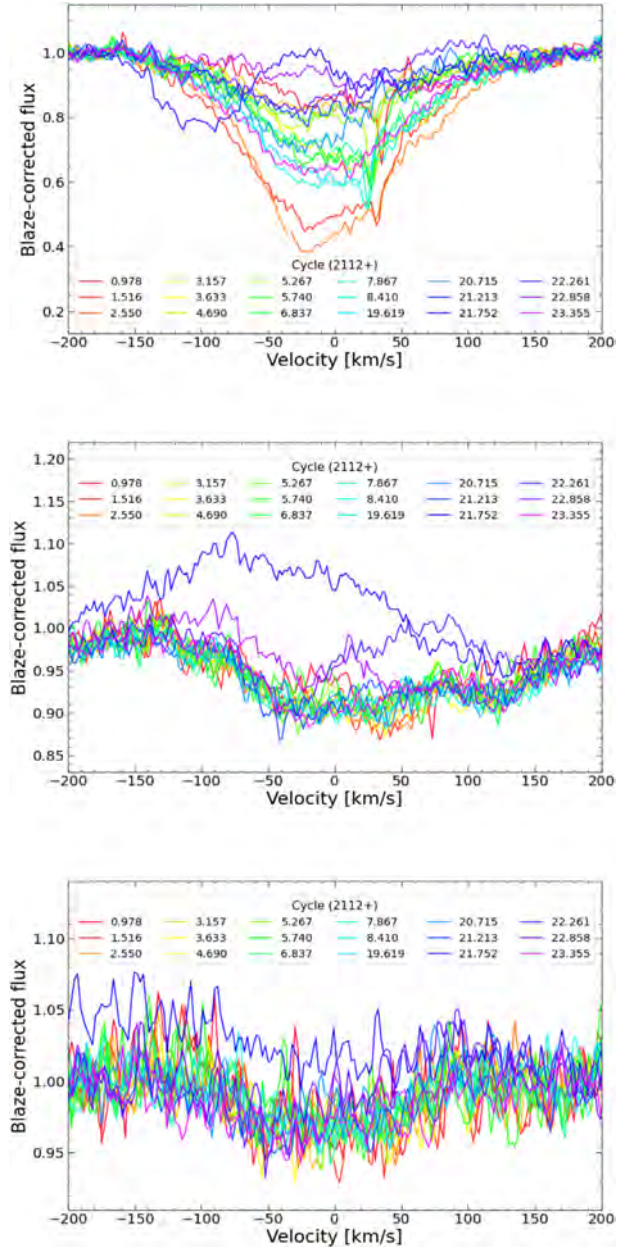
### B1 Spectra

The He I, Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  raw profiles are shown in Fig. B1. The median profiles are shown in Fig. B2 while the median-divided spectra are shown in Fig. B3. The He I and Pa $\beta$  profiles exhibit enhanced emission at cycle 21.752, as well as redshifted emission at cycle 22.261 both attributed to a flare.

We also show the dynamic spectra of the He I triplet in Fig. B4 (left- and right-hand panels for the raw and median-divided spectra, respectively), both exhibiting minimum emission in phase range 0.4–0.6.

### B2 Correlation matrices

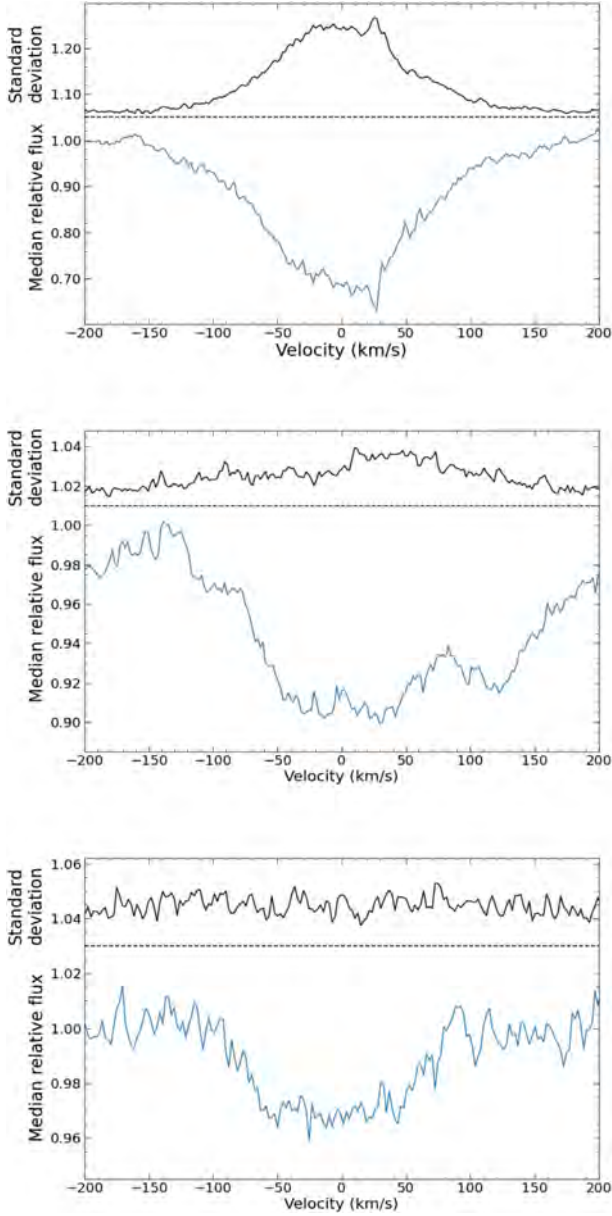
We show the normalized autocorrelation matrices representing the Pearson linear coefficient between velocity bins in Fig. B5.



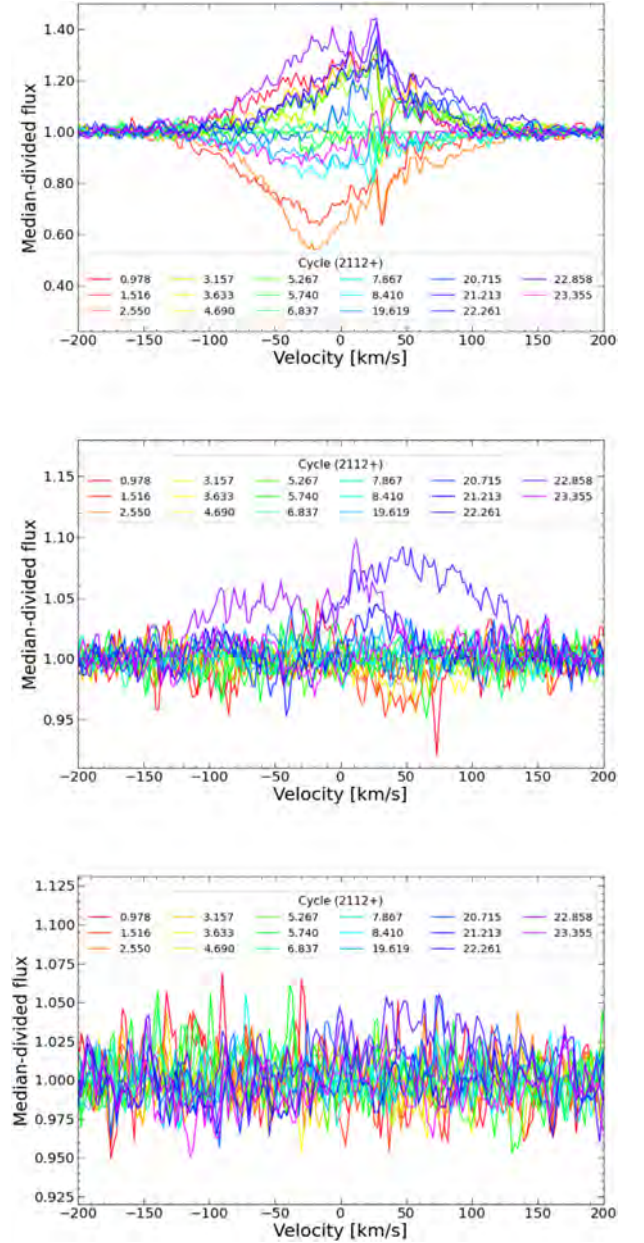
**Figure B1.** Observed profiles for He I (top panel), Pa $\beta$  (middle panel), and Br $\gamma$  (bottom panel) lines. The shallow depression around  $120 \text{ km s}^{-1}$  in Pa $\beta$  is likely related to Ti, Ca, and Fe lines that blend with the red wing of Pa $\beta$ .

### B3 2D periodograms

2D periodograms for Pa $\beta$  and Br $\gamma$  profiles are shown in Fig. B6. We can detect a period close to the stellar rotation period for the Pa $\beta$  periodogram but no clear period is visible in that of Br $\gamma$ .

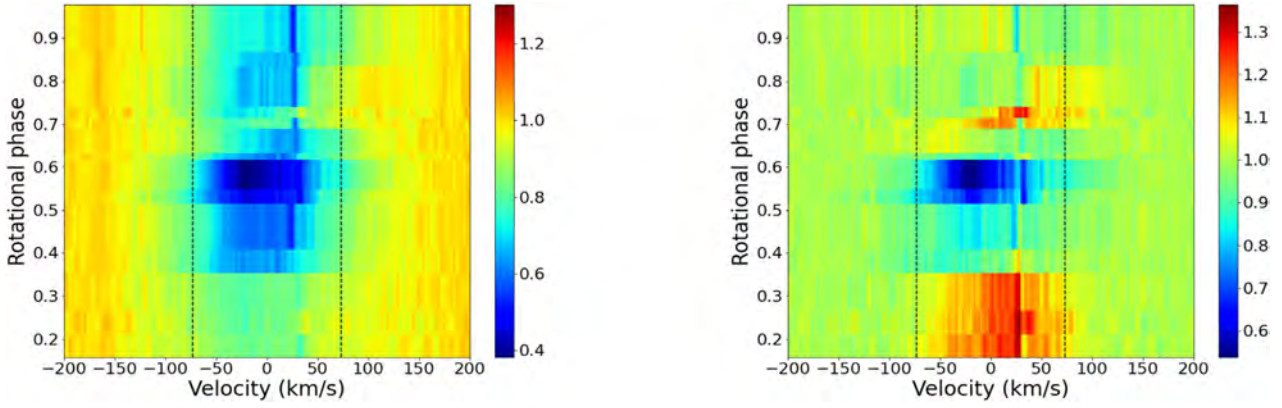


**Figure B2.** Median profiles (blue/bottom curves) and dispersion in the velocity bins of the median-divided spectra (black/top curves), computed after removing the observations affected by a flare, for He I (top panel), Pa $\beta$  (middle panel), and Br $\gamma$  (bottom panel) lines. The black curves are shifted upwards by 1.05, 1.01, and 1.03 for the He I triplet, Pa $\beta$ , and Br $\gamma$  lines, respectively, for display purposes (the dashed line thereby depicting the zero variability level). Pa $\beta$  is blended with Ti, Ca, and Fe lines in the red wing causing the shallow depression around 120 km s<sup>-1</sup>. This feature does not vary more than the continuum and is thereby not expected to affect the measured activity indicators.

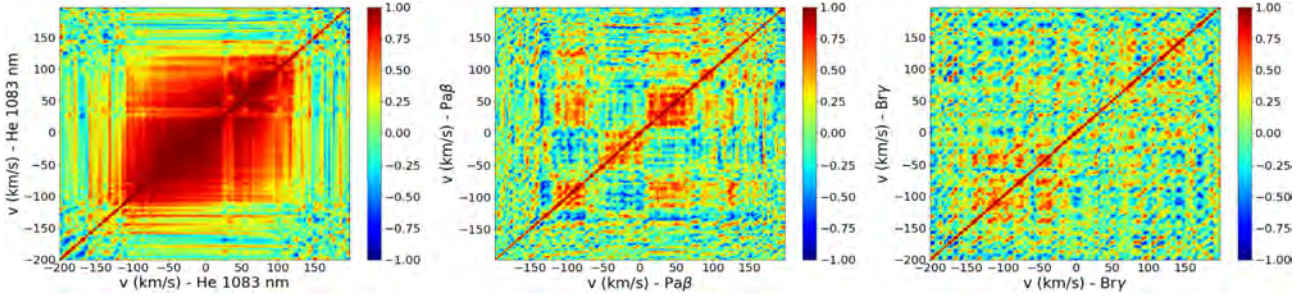


**Figure B3.** Median-divided profiles for He I (top panel), Pa $\beta$  (middle panel), and Br $\gamma$  (bottom panel) lines after removing the profile affected by the main flare at cycle 21.752 (see Section 4.2).

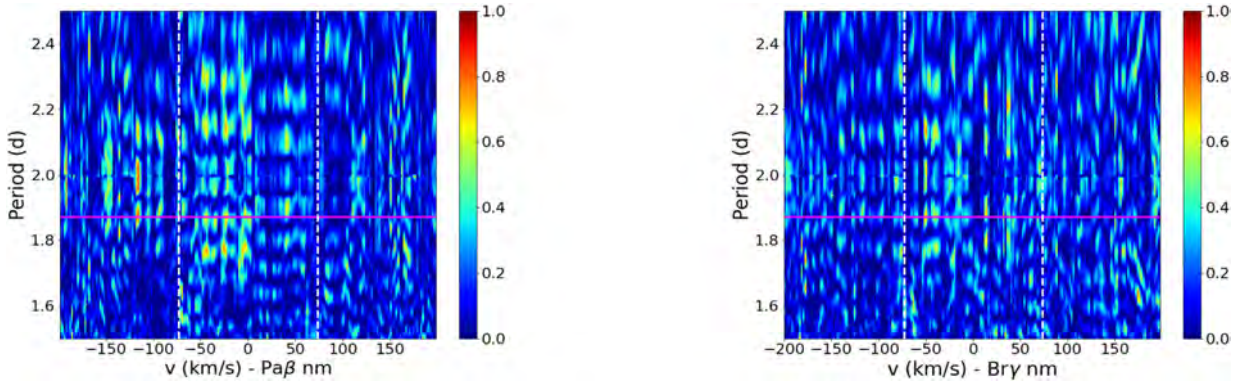




**Figure B4.** Dynamic spectra of He I triplet (1083 nm) obtained from raw spectra (left-hand panel) and median-divided spectra (right-hand panel). In the left-hand panel, the colour bar refers to the intensity in the observed spectrum (blue/red meaning absorption/emission with respect to the continuum equal to 1). In the right-hand panel, blue/red correspond to values lower/higher than the median profile. The vertical dashed lines depict  $\pm v \sin i$ .



**Figure B5.** Normalized autocorrelation matrices of the He I triplet (left-hand panel), Pa $\beta$  (middle panel), and Br $\gamma$  lines (right-hand panel). The colour refers to the value of the Pearson linear coefficient going from -1 (pure anticorrelation; blue) to +1 (pure correlation; red).



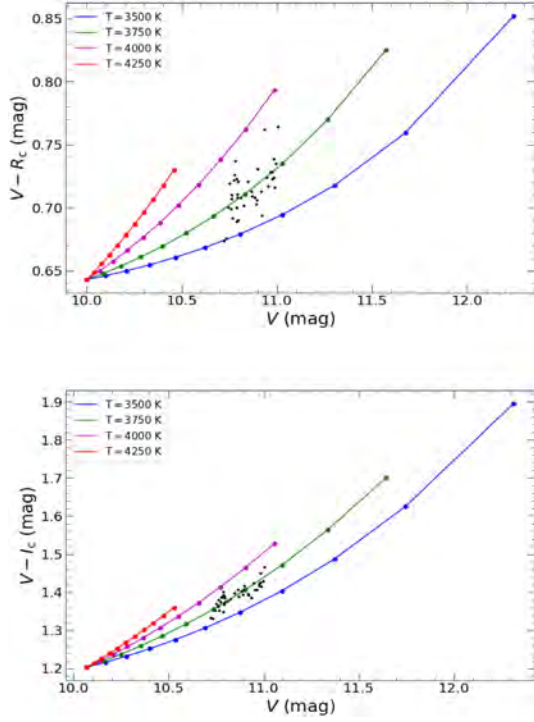
**Figure B6.** 2D periodograms for the Pa $\beta$  (left-hand panel) and Br $\gamma$  (right-hand panel) profiles as defined in Fig. 17. The periodograms have been computed using the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019). The Pa $\beta$  periodogram highlights a period consistent with the stellar rotation period (along with aliases due to the observing window as for the He I periodogram) while no clear period shows up in the Br $\gamma$  periodogram. We note that the higher peaks outside the lines likely trace stray pixels with excess residual noise. The stellar rotation period is represented by a magenta line while the vertical dashed lines depict  $\pm v \sin i$ .

## APPENDIX C: PHOTOMETRY

We report information on the V410 Tau photometric data collected with the 1.25-m AZT-11 telescope at the CrAO in Table C1.

Using the synthetic colour indexes provided by Bessell et al. (1998), we computed the theoretical magnitudes in the  $V$ ,  $R_c$ , and

$I_c$  bands for V410 Tau. We used these values to adjust our ground-based  $V - R_c$  and  $V - I_c$  measurements with a two-temperature model, featuring a photospheric temperature of 4500 K, a surface gravity  $\log g = 4.0$  and a fixed spot temperature. The resulting fit is shown in Fig. C1. A similar analysis (with similar results) was presented in Yu et al. (2019), using  $B - V$  and  $V$  photometric data.



**Figure C1.** Fit of the  $V - R_c$  (left-hand panel) and  $V - I_c$  (right-hand panel) colour indexes as a function of the  $V$  magnitude for V410 Tau in the 2019 observing season, with a two-temperature model featuring a photospheric temperature of 4500 K and synthetic colour indexes from Bessell et al. (1998) for  $\log g = 4.0$ . Each colored line corresponds to a specific temperature for the spots. Each filled circle represents a different spot coverage, with steps of 10 per cent (the dots at  $V = 10$  mag,  $V - R_c = 0.64$  mag and at  $V = 10.07$  mag,  $V - I_c = 1.20$  mag corresponding to a 0 per cent spot coverage). Our data are shown as black dots yielding a typical spot coverage between 60 and 75 per cent.

**Table C1.** CrAO photometric observations of V410 Tau between 2019 September and December. Columns 1 and 2 columns give the date and the Heliocentric Julian Date. Column 3 reports the measured visible magnitude ( $V$ ). Columns 4 and 5 list the colour indexes  $V - R_J$ ,  $V - I_J$  in the Johnson system while columns 6 and 7 contain the colour indexes  $V - R_c$  and  $V - I_c$  in the Cousins system.

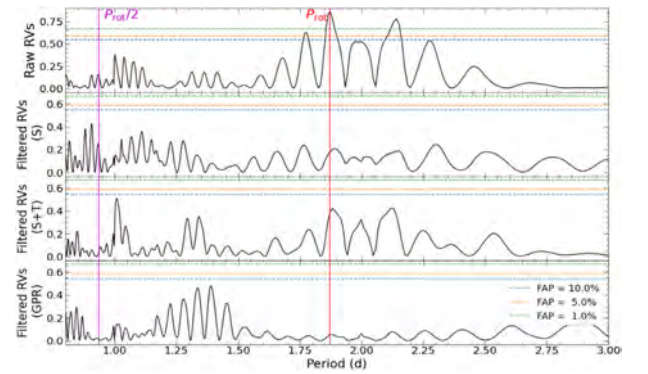
Date 2019	HJD 2458700 +	$V$ (mag)	$V - R_J$ (mag)	$V - I_J$ (mag)	$V - R_c$ (mag)	$V - I_c$ (mag)
September 2	29.5017	10.983	1.077	1.847	0.739	1.451
September 3	30.5006	10.789	1.021	1.773	0.700	1.393
September 5	32.4952	10.789	1.054	1.783	0.723	1.401
September 7	34.4800	10.775	1.058	1.765	0.726	1.387
September 8	35.4371	11.004	1.110	1.866	0.764	1.466
September 10	37.4726	10.868	1.034	1.767	0.709	1.389
September 12	39.4421	10.866	1.040	1.791	0.713	1.407
September 13	40.4719	10.790	1.037	1.769	0.711	1.390
September 25	52.4746	10.892	1.026	1.773	0.703	1.394
September 28	55.4752	10.810	1.033	1.753	0.708	1.377
October 2	59.4522	10.945	1.055	1.813	0.724	1.424
October 3	60.4524	10.760	1.035	1.756	0.710	1.380
October 6	63.4381	10.986	1.044	1.802	0.716	1.416
October 8	65.4516	10.919	1.013	1.773	0.694	1.393
October 10	67.4447	10.895	1.031	1.790	0.706	1.406
October 12	69.5512	10.847	1.051	1.777	0.721	1.397
October 13	70.3985	10.794	1.007	1.749	0.690	1.374

**Table C1** – continued

Date 2019	HJD 2458700 +	$V$ (mag)	$V - R_J$ (mag)	$V - I_J$ (mag)	$V - R_c$ (mag)	$V - I_c$ (mag)
October 20	77.4702	10.795	1.051	1.762	0.721	1.385
October 22	79.4791	10.720	0.985	1.696	0.674	1.333
October 24	81.4766	10.757	1.020	1.733	0.699	1.362
October 26	83.4668	10.766	1.010	1.721	0.692	1.353
October 27	84.4269	10.883	1.032	1.785	0.708	1.403
November 1	89.4242	10.976	1.060	1.810	0.728	1.422
November 2	90.4358	10.791	1.033	1.741	0.708	1.368
November 3	91.4319	10.963	1.061	1.791	0.728	1.407
November 5	93.6208	10.935	1.108	1.763	0.762	1.385
November 9	97.4788	10.897	1.064	1.804	0.731	1.417
November 10	98.3193	10.762	1.031	1.736	0.707	1.365
November 16	104.4910	10.984	1.056	1.814	0.724	1.425
November 17	105.3771	10.772	1.053	1.750	0.722	1.375
November 18	106.3933	10.996	1.071	1.820	0.735	1.430
November 19	107.3326	10.742	1.021	1.721	0.700	1.353
December 2	120.2204	10.789	1.007	1.716	0.689	1.349
December 4	122.2358	10.732	0.989	1.693	0.676	1.331
December 5	123.2644	10.977	1.054	1.804	0.723	1.417
December 6	124.4775	10.750	1.048	1.742	0.719	1.369
December 7	125.3528	10.915	1.040	1.776	0.713	1.396
December 8	126.4381	10.781	1.073	1.766	0.737	1.388
December 14	132.2148	10.825	1.025	1.758	0.702	1.382
December 18	136.2472	10.954	1.046	1.789	0.717	1.406

## APPENDIX D: RADIAL VELOCITIES PERIODOGRAMS

Periodograms of raw and filtered RVs are shown in Fig. D1. We clearly detected a period consistent with the stellar rotation period in the raw RVs but no modulation appear in all our filtered RVs suggesting that the data are not affected by stellar companions and that no close-in massive planet orbit V410 Tau A. The FAPs mentioned in Fig. D1 are computed assuming white noise only and may thereby be underestimated if correlated noise dominates.





**Figure D1.** Periodograms of raw radial velocities (first panel) and filtered radial velocities obtained from ZDI using SPIRou (S) data only (second panel), SPIRou and TESS (S + T) data simultaneously (third panel) or GPR (fourth panel). The magenta and red vertical lines indicate  $P_{\text{rot}}/2$  and  $P_{\text{rot}}$ . The horizontal dashed lines depict the FAP levels at 10 per cent, 5 per cent and 1 per cent. These periodograms have been computed using the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019).

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



# Mapping time-dependent magnetic topologies of active stars

B. Finociety   and J.-F. Donati 

Université de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 av. Belin, F-31400 Toulouse, France

Accepted 2022 September 17. Received 2022 September 16; in original form 2022 May 24

## ABSTRACT

Throughout the last decades, Zeeman–Doppler Imaging (ZDI) has been intensively used to reconstruct large-scale magnetic topologies of active stars from time-series of circularly polarized (Stokes  $V$ ) profiles. ZDI being based on the assumption that the topology to be reconstructed is constant with time (apart from being sheared by differential rotation), it fails at describing stellar magnetic fields that evolve on time-scales similar to the observing period. We present a new approach, called TIMEs (for Time-dependent Imaging of Magnetic Stars), to derive the time-dependent large-scale magnetic topologies of active stars, from time-series of high-resolution Stokes  $V$  spectra. This new method uses the combined concepts of sparse approximation and Gaussian process regression to derive the simplest time-dependent magnetic topology consistent with the data. Assuming a linear relation between the Stokes  $V$  data and the reconstructed magnetic image, TIMEs is currently applicable to cases in which the magnetic field is not too strong (with an upper limit depending on  $v \sin i$ ). We applied TIMEs to several simulated data sets to investigate its ability to retrieve the poloidal and toroidal components of large-scale magnetic topologies. We find that the proposed method works best in conditions similar to those needed for ZDI, reconstructing reliable topologies with minor discrepancies at very low latitudes whose contribution to the data is small. We, however, note that TIMEs can fail at reconstructing the input topology when the field evolves on a time-scale much shorter than the stellar rotation cycle.

**Key words:** techniques: polarimetric – stars: imaging – stars: magnetic field.

## 1 INTRODUCTION

Indirect imaging of magnetic fields of low-mass stars ( $M_* < 1.5 M_\odot$ ) has been made possible thanks to the tomographic technique named Zeeman–Doppler Imaging (ZDI; Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006b). This method uses the principle of maximum-entropy image reconstruction (Skilling & Bryan 1984) to invert time-series of unpolarized (Stokes  $I$ ) and circularly polarized (Stokes  $V$ ) spectra into brightness and magnetic maps of active stars. ZDI can also be applied on linear polarization data (Stokes  $Q$  and  $U$ ; Rosén, Kochukhov & Wade 2015) but it is less common given that the linearly polarized Zeeman signatures are generally an order of magnitude weaker than in their Stokes  $V$  equivalent.

ZDI works best for rapid rotators (Donati, Semel & Praderie 1989) that are neither viewed exactly pole-on (no modulation of the spectral lines from surface features) nor equator-on (north/south degeneracy), but can still be applied on slower rotators to reconstruct their global magnetic field (e.g. Petit et al. 2008; Klein et al. 2021a). In addition, using the Spherical Harmonics formalism proposed in Donati et al. (2006b), ZDI is able to reconstruct both simple and complex magnetic topologies and to characterize them in terms of their poloidal and toroidal magnetic components.

For the last two decades, ZDI has been extensively used to study the large-scale magnetic topologies of low-mass stars ( $< 1.5 M_\odot$ ;

e.g. Morin et al. 2008, 2010; Donati et al. 2013, 2019; Hackman et al. 2016; Lavail, Kochukhov & Wade 2018; Yu et al. 2019). More recently, it has also been used to model the brightness maps of active pre-main-sequence (PMS) stars and thereby the radial velocity signatures they generate, in order to filter them out and search for the potential presence of close-in planets through velocimetric techniques (Donati et al. 2016, 2017; Yu et al. 2017).

Up to now, ZDI assumed that magnetic topologies are static and not subject to temporal evolution, apart from a potential shear caused by differential rotation (e.g. Donati et al. 2000). However, magnetic topologies (and surface brightness maps) are known to be intrinsically variable, sometimes on time-scales comparable to, or even shorter than the time-span on which data are collected, forcing observers to split their data into several shorter subsets on which ZDI can be applied (e.g. Donati et al. 2017; Yu et al. 2019).

Yu et al. (2019) implemented a simple (linear) time dependence of the logarithmic relative brightness of each point at the surface of the star to fit their data and improve the filtering of the activity jitter. However, it yielded no more than marginal improvements with respect to the classical version of ZDI, illustrating the needs for a novel, more powerful approach to model intrinsic variability in a more efficient way.

In this paper, we outline a new method to recover time-dependent large-scale magnetic topologies from time-series of high-resolution Stokes  $V$  profiles, including intrinsic variability. This new method, inspired from ZDI, combines sparse approximation and Gaussian process regression (GPR; Rasmussen & Williams 2006), to retrieve the simplest large-scale magnetic field and the associated temporal

\* E-mail: [benjamin.finociety@irap.omp.eu](mailto:benjamin.finociety@irap.omp.eu)

evolution, consistent with the data. In Section 2, we present the process we implemented to fit the Stokes  $V$  profiles and reconstruct the associated magnetic topology. In Section 3, we illustrate the overall performances of the method. We then discuss the effects of most parameters in Section 4 before summarizing and discussing the results in Section 5.

## 2 DESCRIPTION OF THE METHOD

We start with an overall description of the new method we propose.

### 2.1 Description of the magnetic field

The description we use for the magnetic field follows that of Donati et al. (2006b), albeit with a slight modification:<sup>1</sup>

$$B_r(\theta, \phi) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m} Y_{\ell,m}(\theta, \phi) \right\} \quad (1)$$

$$B_\theta(\theta, \phi) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) Z_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} X_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\} \quad (2)$$

$$B_\phi(\theta, \phi) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} \sum_{m=0}^{\ell} [-(\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}) X_{\ell,m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell,m} Z_{\ell,m}(\theta, \phi)] \right\}, \quad (3)$$

where

$$Y_{\ell,m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}} P_{\ell,m}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (4)$$

$$X_{\ell,m}(\theta, \phi) = \frac{1}{\ell + 1} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \phi} \quad (5)$$

$$Z_{\ell,m}(\theta, \phi) = \frac{1}{\ell + 1} \frac{\partial Y_{\ell,m}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \quad (6)$$

with  $\theta$  and  $\phi$  the colatitude and longitude at the surface of the star,  $Y_{\ell,m}(\theta, \phi)$  and  $P_{\ell,m}(\cos \theta)$  the spherical harmonic mode and the associated Legendre polynomial of degree  $\ell$  and order  $m$ . The complex coefficients<sup>2</sup>  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , and  $\gamma_{\ell,m}$  fully represent the field, with  $\alpha_{\ell,m}$  and  $\beta_{\ell,m}$  describing the poloidal component of the field ( $\beta_{\ell,m}$  characterizing an additional contribution to the meridional and azimuthal components with respect to the field description provided by  $\alpha_{\ell,m}$  alone) and  $\gamma_{\ell,m}$  describing the toroidal component.

Even though the original equations are also valid, we chose this new formulation to ensure that the meridional and azimuthal components of the poloidal field are explicitly related to the radial one ( $\beta_{\ell,m}$  in the previous set of equations being now replaced by  $\alpha_{\ell,m} + \beta_{\ell,m}$ ), allowing the code to reconstruct more consistent magnetic topologies, in the sense that the non-radial components of the poloidal field are automatically consistent with the radial one through the use of a single set of coefficients ( $\alpha_{\ell,m}$ ) whereas two sets of equal coefficients ( $\alpha_{\ell,m} = \beta_{\ell,m}$ , with  $\beta_{\ell,m}$  defined as in Donati et al. 2006b) were required to achieve the same result with the previous formulation. With the new formulation, the  $\beta_{\ell,m}$  coefficients are only used to describe potential departures of the poloidal component from

<sup>1</sup>These equations were actually used for virtually all ZDI studies based on the same code and published by the IRAP group since 2010. The radial and meridional fields are taken to be positive when pointing outwards and polewards, respectively. The azimuthal field is counted as positive when it is oriented in the same direction as the rotation velocity vector at the equator. The flattened polar view chosen to represent the ZDI magnetic reconstructions generally assumes that the star rotates anticlockwise about the star's visible pole for display purposes.

<sup>2</sup>For  $m = 0$ , the mode is axisymmetric and the coefficients are purely real.

a classical multipolar expansion. These equations are thus simpler, allowing one for instance to describe a dipole field with only one set of non-zero coefficients ( $\alpha_{1,m}$ ) while two sets of equal non-zero coefficients were previously needed ( $\alpha_{1,m} = \beta_{1,m}$ ). Changes in the sign of the two first field components (equations 1 and 2) with respect to the formulation in Donati et al. (2006b) have no impact on the reconstructed topology, only affecting the sign of the derived sets of coefficients. Such changes thus do not affect the results as long as the same relations between the field components and the reconstructed coefficients are used at all steps of the imaging process.

From a given temporal evolution of the coefficients, we can generate a magnetic field whose topology and strength vary with time, and compute the associated Stokes  $V$  profiles. In practice, we divide the surface of the star into a grid of 10 000 cells. We then derive the associated Stokes  $V$  profiles by integrating the local contribution of each cell, that we compute using Unno-Rachkovsky's (UR) analytical solution to the polarized radiative transfer equations in a Milne–Eddington atmosphere (the  $\beta$  parameter<sup>3</sup> being set to 3; e.g. Landi Degl'Innocenti & Landolfi 2004). We also assume that the shape of the absorption profile is given by a Voigt function and slightly modified UR's equations to incorporate a tunable linear continuum limb-darkening.

In the following of this paper, what we call 'a mode' corresponds in fact to either the real or imaginary part of one of the complex coefficients  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , or  $\gamma_{\ell,m}$ . Limiting ourselves up to a maximum degree  $\ell_{\max}$ , the maximum number of modes needed to describe a field topology at a given date is  $p = 3\ell_{\max}(\ell_{\max} + 2)$ .

### 2.2 Overview

As with ZDI, the idea of our method is to reconstruct an evolving magnetic topology using as few modes as possible. We therefore need to identify the modes that contribute most to the data (i.e. the Stokes  $V$  profiles) and estimate their temporal evolution over the time interval spanned by the observations.

The mode identification/selection process is divided into two main steps. We start with a first selection using sparse approximation to identify a small set of potential modes among the  $p$  available modes (up to  $\ell_{\max}$ ; see Section 2.4.1). In a second iterative step based on a least-squares analysis, we remove the selected modes that do not significantly contribute to the data, thereby ensuring that the method yields the simplest magnetic topology consistent with the observed Stokes  $V$  profiles.

The time dependence of the selected modes is recovered using GPR thanks to which we can predict the strength of each mode at all time.

In a final step, we optimize our model by simply rescaling the time dependences to achieve the best match to the data using least-squares minimization. We end up with a final set of  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , and  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients (with only few of them different from zero), that describe the magnetic topology and its evolution with time.

To summarize, our new approach consists in five steps outlined in detail further down:

- (i) Use a sparse approximation to identify a small set of spherical harmonics modes

<sup>3</sup>This parameter refers to the slope of the *Planck* function with respect to the optical depth.

- (ii) Use of an iterative process based on least-squares minimization to refine the selection and keep as few modes as possible
- (iii) Get a smooth temporal dependence of the modes using GPRs
- (iv) Scale the temporal dependences to optimally match the observed Stokes  $V$  profiles
- (v) Derive the time-dependent magnetic topology and the associated Stokes  $V$  profiles

Sparsity is somewhat similar to the principle of maximum entropy used in ZDI (see e.g. Folsom et al. 2018 for a description of the maximum entropy implementation in ZDI), as both methods aim at finding a solution that fits the data with a minimal amount of information in terms of modes (i.e. setting only few non-zero coefficients if they are truly needed to model the data). While maximum entropy tries to maximize a user-defined quantity, called entropy (e.g. quadratic sum of the coefficients to reconstruct), the sparse approximation used in this paper aims at minimizing the  $L_1$ -norm of the solution vector (i.e. sum of absolute values of the vector components) under a constraint on the  $L_2$ -norm (chi-squared fit of the model to the data), which is another way of achieving a similar goal. Even though MHD simulations suggest that magnetic topologies are characterized by a smooth power spectrum, our goal is not to reproduce all the details of the field topology but rather to find the modes contributing most to the overall field, and that are required to fit the data.

### 2.3 Preliminary steps

Two preparatory steps are needed to speed up and simplify the reconstruction process, (i) the creation of a data base of Stokes  $V$  profiles for a wide range of modes and phases on the one hand, and (ii) the estimation of the typical time-scale on which the magnetic topology evolves on the other hand, using the simulated Stokes  $V$  observations on which TIMeS is to be applied.

#### 2.3.1 Creation of a data base of Stokes $V$ profiles

We consider all  $p$  modes up to a degree  $\ell_{\max}$ , compute the associated magnetic map using equations (1) to (3), then derive the corresponding Stokes  $V$  profiles at 1000 different phases evenly spaced over a rotation cycle. These profiles make up our data base of Stokes  $V$  profiles to be used in the main process.

This data base must be customized to the star to be studied as the Stokes  $V$  profiles depend on (i) the inclination of the rotation axis to the line-of-sight  $i$ , (ii) the line-of-sight projected equatorial rotation velocity  $v \sin i$ , (iii) the spectral domain (e.g. limb-darkening coefficients), (iv) the assumed magnetic sensitivity (i.e. Landé factor), and (v) the instrument characteristics (e.g. spectral resolution).

#### 2.3.2 Estimation of the decay time-scale of the longitudinal field

Assuming now that the observed Stokes  $V$  profiles are already collected, we compute the longitudinal field,  $B_\ell$ , associated with each observed profiles as the first moment of the Stokes  $V$  profile weighted by the surface brightness inhomogeneities, if any (Donati et al. 1997). We then use GPR with a quasi-periodic kernel (equation 7) to model these data (e.g. Rajpaul et al. 2015).

$$k(t, t') = \theta_1^2 \exp \left( -\frac{(t-t')^2}{2\theta_2^2} - \frac{\sin^2 \frac{\pi(t-t')}{\theta_3}}{2\theta_4^2} \right), \quad (7)$$

where  $\theta_1$  is the amplitude of the GP,  $\theta_2$  is the decay time-scale (exponential time-scale on which the longitudinal field model departs from a purely periodic signal),  $\theta_3$  is the period of the GP (that should yield the stellar rotation period), and  $\theta_4$  corresponds to the smoothing parameter describing the short-term variations induced by rotational modulation. To compensate for potential underestimates of the uncertainties, we add a term representing an excess of uncorrelated noise  $s$ . The log likelihood function to be maximized can then be written as:

$$\log \mathcal{L} = -\frac{1}{2} (N_0 \log 2\pi + \log |\mathbf{K} + \mathbf{\Sigma} + \mathbf{S}| + \mathbf{y}^T (\mathbf{K} + \mathbf{\Sigma} + \mathbf{S})^{-1} \mathbf{y}), \quad (8)$$

where  $\mathbf{y}$  corresponds to the measurements of the longitudinal field.  $\mathbf{K}$ ,  $\mathbf{\Sigma}$ ,  $\mathbf{S}$  are the covariance matrix associated with the quasi-periodic kernel, the diagonal matrix containing the squared measurement uncertainties and the diagonal matrix  $s^2 \mathbf{I}$  where  $\mathbf{I}$  is the identity matrix.

In order to sample the posterior distribution of the four hyperparameters, we run a Markov chain Monte Carlo (MCMC), using the EMCEE PYTHON module<sup>4</sup> (Foreman-Mackey et al. 2013). More specifically, we use 3500 iterations of 100 walkers and remove a burn-in period equal to five times the autocorrelation time. We consider the median of the posterior distributions as the optimal values and keep in particular the derived value of the decay time-scale of the longitudinal field, hereafter noted  $\theta_{B_\ell}$ , as a proxy for the time-scale on which the magnetic topology evolves. This value will be used in the main process (see Section 2.4.2).

### 2.4 Main process

We now describe in details the main process involving the data base of Stokes  $V$  profiles and the decay time-scale of the longitudinal field that were computed in the preliminary steps (see Section 2.3).

#### 2.4.1 Selection of the modes

The first step of the main process aims at selecting as few modes as possible to model the magnetic topology of the star, using sparse approximation. We begin by combining the sequence of observed Stokes  $V$  profiles in sliding subsets of  $n$  consecutive profiles (with  $n \ll q$ , the total number of observed profiles) and we associate each group of profiles to the mean date over the corresponding subset. This date is then converted into a rotation cycle using the stellar rotation period, assumed to be known or derived from the GPR modelling of the longitudinal field (see Section 2.3.2). We assume that the magnetic field we want to reconstruct is not too strong, to ensure that the relation between the Stokes  $V$  data and the magnetic map remains linear. We come back in Section 5 on this limitation. Our problem thus amounts to look for the simplest linear combination of data base profiles that can reproduce the selected subset of observations to a given precision  $\sigma$ . In practice, this is achieved through sparse approximation (e.g. Mallat & Zhang 1993; Tibshirani 1996; Donoho & Elad 2003; Donoho, Elad & Temlyakov 2006), this problem being known as Basis Pursuit denoising (Chen, Donoho & Saunders 1998) and formalized as follows:

$$\text{minimize } \|\mathbf{X}\|_1 \quad \text{s.t. } \|\mathbf{A}\mathbf{X} - \mathbf{B}\|_2 \leq \sigma, \quad (9)$$

<sup>4</sup>The module can be found at <https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>.

where  $\mathbf{B}$  is a vector containing the  $N$  data points in the group of  $n$  profiles,  $\mathbf{A}$  the dictionary, an  $N \times p$  matrix for which each column contains the spectral signatures of each mode (included in the data base) taken at the observed phases, and  $\sigma$  the level at which we wish the data to be fitted. The components  $X_i$  of the vector  $\mathbf{X}$  are directly associated with the modes to be reconstructed, i.e. proportional to the real or imaginary part of one of the  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , and  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients describing the field (up to a degree  $\ell_{\max}$ ). Taking into account the noise in the data, the previous problem can be generalized by including an  $N \times N$  diagonal matrix  $\mathbf{W}$  containing the inverse of the errors on the spectral points. Problem (9) then becomes:

$$\text{minimize } \|\mathbf{X}\|_1 \text{ s.t. } \|\mathbf{W}(\mathbf{A}\mathbf{X} - \mathbf{B})\|_2 \leq \tau \quad (10)$$

with  $\tau^2$  being the chi-square ( $\chi^2$ ) level at which we wish the data to be fitted.

To solve this problem, we use the SPGL1 solver<sup>5</sup> (van den Berg & Friedlander 2009). This solver requires the vector  $\mathbf{W}\mathbf{B}$  and the columns of  $\mathbf{W}\mathbf{A}$  to be normed. It also features some user-defined parameters such as weights to penalize the reconstruction of some coefficients in the vector  $\mathbf{X}$ , as well as a stopping criterion. In our case, we chose to penalize the reconstruction of the modes with a weight proportional to their degree  $\ell$  and inversely proportional to the mean amplitude of their Stokes  $V$  profiles over a rotation cycle (computed from the profiles in the data base). As the amplitudes of the Stokes  $V$  profiles associated with the coefficients  $\beta_{\ell,m}$  and  $\gamma_{\ell,m}$  are lower than those associated with  $\alpha_{\ell,m}$ , we ended up applying different penalizing weights to ensure that the field components associated with  $\beta_{\ell,m}$  and  $\gamma_{\ell,m}$  are not too severely penalized with respect to those associated with  $\alpha_{\ell,m}$ .<sup>6</sup> We also find that fixing the tolerance to  $\tau^2 = 1.2N$  allows us to better retrieve the modes we are looking for. Relaxing the tolerance yields a solution that progressively diverges from the data (implying that some modes are missed), while tightening it further gives too much significance to spurious modes that are not really needed for modelling the data.

Running the SPGL1 solver for each group of profiles allows one to get the time dependence of vector  $\mathbf{X}$  (and therefore of each mode). From that, we can compute the following relative powers for each coefficient  $X_i$  as:

$$\mathcal{P}(X_i) = \frac{\sum_t |X_i(t)|}{\max_i \sum_t |X_i(t)|}, \quad (11)$$

where  $t$  refers to the mean rotation cycle associated with each group of profiles. These powers reflect the contribution of each coefficient to the reconstructed field topology and range from 0 (no contribution) to 1 (maximum contribution). We only keep the modes whose relative power exceeds 5 per cent that of the dominant mode. We find that this threshold gives the best result and allows us to retrieve all significant modes (and no more than a few spurious ones).

As the value of some coefficients can be impacted by the presence of the other modes, we re-compute their temporal evolution, using only the selected modes in the process. We achieve this by simply solving the linear problem  $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$  for each group of profiles using an ordinary least-squares minimization, keeping only the columns of

the dictionary associated with the selected modes. This least-squares approach is part of an iterative process in which we progressively remove the modes that contribute very little to our model. In practice, once a first solution is found, we compute the mean detection level of the coefficients  $X_i$ , noted  $\mathcal{D}(X_i)$ :

$$\mathcal{D}(X_i) = \frac{1}{N_0} \sum_t \frac{|X_i(t)|}{\sigma_i(t)}, \quad (12)$$

where  $N_0$  refers to the number of group of profiles (i.e.  $N_0 = q - n + 1$ ) and  $\sigma_i$  is the uncertainty on the value of coefficient  $X_i$  estimated by least-squares minimization.

We then remove the mode with the lowest mean detection level and enter a new loop with the remaining modes, starting again with  $\chi^2$  minimization then removing the least significant mode, until all components of  $\mathbf{X}$  satisfy a mean detection level larger than 3 [i.e. for all  $i$ ,  $\mathcal{D}(X_i) > 3$ ]. This criterion ensures that the values of the modes are significantly different from 0, i.e. that the selected modes contain relevant information for the model.

#### 2.4.2 Using GPR to model the time dependence

In the previous step, we computed the time dependence of vector  $\mathbf{X}$  whose coordinates are proportional to the real or imaginary part of one of the complex coefficient  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , and  $\gamma_{\ell,m}$  describing the field. However, this time dependence is still somewhat noisy at this stage, e.g. as a result of cross-talk between modes. We thus need to minimize this noise component and make the time dependence as smooth as possible, yet without suppressing true signal.

To achieve this, we use GPR to model the time-series of each coefficient  $X_i$  taking into account their error bars as derived from least-squares minimization. We choose a squared exponential kernel for the GPR (e.g. Rajpaal et al. 2015), given by:

$$k(t, t') = \theta_1^2 \exp\left(-\frac{(t - t')^2}{2\theta_2^2}\right), \quad (13)$$

where  $\theta_1$  represents the amplitude of the GP and  $\theta_2$  is the decay time-scale, that we set to the value of  $\theta_{B_\ell}$  found in Section 2.3.2. Note that imposing a lower (resp. larger) value for  $\theta_2$  would increase (resp. reduce) the flexibility of the model, which would then make it prone to overfitting (resp. underfitting) the time-series. As for the longitudinal field we introduce an excess of uncorrelated noise in our GP model, yielding the same log likelihood as equation (8) with the covariance matrix corresponding to the squared exponential kernel.

For each coefficient  $X_i$ , we sample the posterior distribution of the parameters  $\theta_1$  and  $s$ , running an MCMC thanks to the EMCEE PYTHON module (Foreman-Mackey et al. 2013) in the exact same way as in Section 2.3.2. We thus retrieve a smooth time dependence for each coefficient  $X_i$ , and more specifically their value at the rotation cycles associated with the individual observed Stokes  $V$  profiles. Note that the GPR prediction needs to be slightly extrapolated to infer the values for the first and last few profiles.

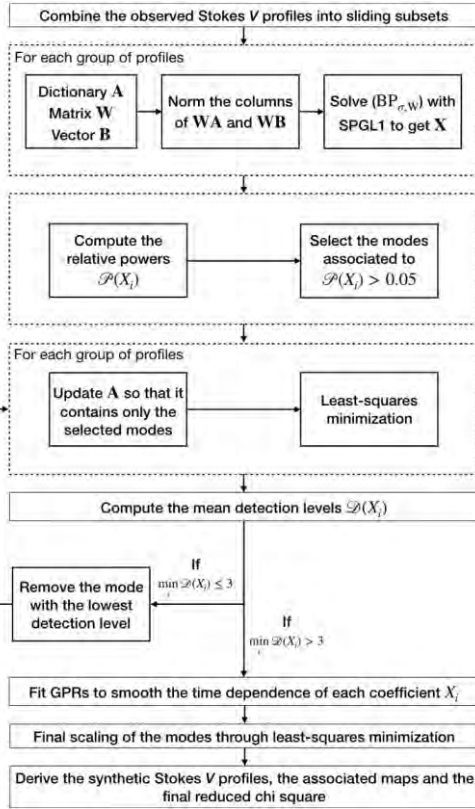
#### 2.4.3 Deriving synthetic profiles and associated maps

In the final step of the process, we try to further optimize the fit by globally scaling up or down the time dependence of each mode through least-squares minimization. Once the scaling factors are obtained, we can compute the derived magnetic topology and its evolution with time, the corresponding set of synthetic Stokes  $V$  profiles and the associated reduced  $\chi^2$  ( $\chi_r^2$ ) with respect to the observations.

<sup>5</sup>More specifically, we use the SPGL1 PYTHON implementation that can be found at <https://spgl1.readthedocs.io/en/latest/index.html>.

<sup>6</sup>In practice, noting  $A_{\ell,m}$  the mean amplitude of the Stokes  $V$  profiles associated with a mode, the penalizing weights providing the best results are equal to  $\ell/A_{\ell,m}$ ,  $0.8\ell/A_{\ell,m}$ , and  $0.5\ell/A_{\ell,m}$  for the reconstruction of the modes associated with  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$  and  $\gamma_{\ell,m}$ , respectively.





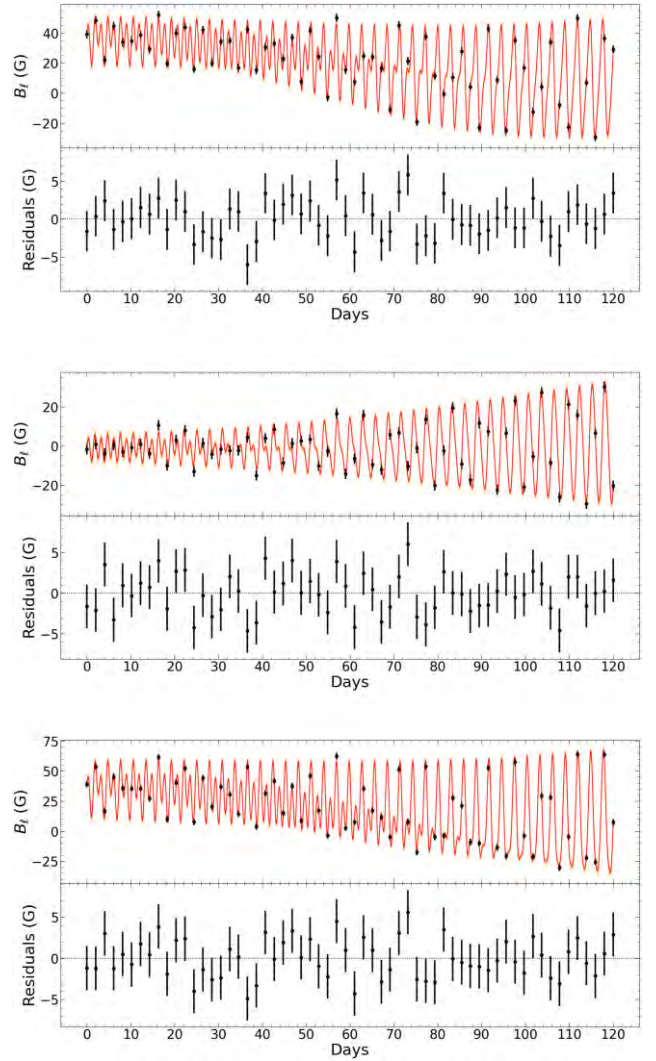
**Figure 1.** Schematic view of the main process. See Section 2.4 for a detailed description.

A graphical layout of all steps of our imaging process, that we call TIMEs, for ‘Time-dependent Imaging of Magnetic Stars’, is presented in Fig. 1.

### 3 SIMULATIONS

We simulated several basic magnetic topologies described by a combination of modes up to  $\ell = 2$ , with a strength typically reaching a maximum value of 500 G. We further assume that the filling factor  $f$  is everywhere equal to 1.0, i.e. that each grid cell at the surface of the star is fully covered with the local magnetic field  $B$ . These topologies evolve over a time interval of 120 d during which 60 evenly spread synthetic observations were generated. We further assume that the star is unspotted (i.e. no brightness features) and features a rotation period of 2.9 d (used to phase the profiles on the rotation cycle), an inclination of  $i = 60^\circ$  and  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ . The 60 observations correspond to Stokes  $V$  profiles collected in the near-infrared (featuring a mean wavelength of 1700 nm, a limb-darkening coefficient of 0.3, a Doppler width of  $1.8 \text{ km s}^{-1}$ , and a Landé factor of 1.2), with a spectral velocity bin of  $2 \text{ km s}^{-1}$  (similar to that of the near-infrared spectropolarimeter SPIRou; Donati et al. 2020) and a signal-to-noise ratio (SNR) of 5000. This very high SNR may not be representative of actual observations but was chosen to investigate the behaviour of the method in optimal conditions.

In what follows, we apply our new method, TIMEs, on sliding subsets of size  $n = 6$  (covering about 3.5 rotation cycles, i.e.  $\sim 10$  d), providing a sufficient sampling of the rotation period while minimizing the evolution of the field within each subset. Modes up to  $\ell_{\text{max}} = 5$  are allowed in the reconstruction, implying that our



**Figure 2.** Longitudinal field associated with the simulated magnetic topologies presented in Section 3. For the three panels, the values associated with the 60 observations (black dots), and the GPR fit (red) along with its associated  $1\sigma$  confidence interval in orange are shown at the top while the residuals from the fit and the measurements are shown at the bottom. *First panel:* Purely poloidal field. The inferred decay time-scale is found to be  $74 \pm 11$  d and the residuals exhibit an RMS dispersion of 2.4 G. *Second panel:* Purely toroidal field. The decay time-scale is equal to  $106 \pm 33$  d and the residuals show an RMS dispersion of 2.5 G. *Third panel:* Field featuring both a poloidal and toroidal contribution. The decay time-scale is found to be  $69 \pm 10$  d and the residuals exhibit an RMS dispersion of 2.4 G.

code can choose between a total number of 105 coefficients at each time-step to model the field topology and its temporal evolution.

#### 3.1 Poloidal field

We first simulated a purely poloidal field described by  $\alpha_{\ell,m}$  and  $\beta_{\ell,m}$  coefficients, evolving independently from each other. We however make no prior assumption on the field in the reconstruction process, letting all coefficients (including  $\gamma_{\ell,m}$ ) to be reconstructed if needed.

We started by computing the longitudinal field associated with the 60 observations, then fitted these measurements and determined the decay time-scale  $\theta_{B_\ell}$  as described in Section 2.3.2 (see the evolution of  $B_\ell$  and the associated fit in the first panel of Fig. 2). We find



$$\theta_{B_\ell} = 74 \pm 11 \text{ d.}$$

With our new method, the Stokes  $V$  profiles (shown in Fig. 3) are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.02$ . We are able to retrieve the input field with the modes that were injected (no spurious toroidal field is recovered). Our method yields time dependences of the  $\alpha_{\ell,m}$  and  $\beta_{\ell,m}$  coefficients that are similar to the injected ones (bottom left of Fig. 3). The synthetic maps corresponding to the retrieved coefficients are shown at the top of Fig. 3, demonstrating that the evolution of the reconstructed topology is fully consistent with the original one.

### 3.2 Toroidal field

We then simulated a purely toroidal field described by a few  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients only, with other modes than in the purely poloidal field case.

We now find a higher (though still consistent) value for the decay time-scale of the longitudinal field ( $106 \pm 33$  d). Second panel of Fig. 2 shows the measurements of the longitudinal field along with the associated GPR fit.

Unlike in the poloidal case, the method does not exactly retrieve the original modes and we observe cross-talk between  $\gamma_{1,0}$ ,  $\gamma_{2,0}$ , and  $\gamma_{3,0}$ . We nevertheless see that the strength and time dependences of the reconstructed modes are consistent with the simulated ones and no spurious poloidal field is recovered (bottom left of Fig. 4). The Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.03$ , and the modelled topology is very similar to the one associated with the simulated data, although some differences can be seen mainly at the southernmost latitudes, whose actual visibility to Earth-based observers is quite limited (see Fig. 4). It demonstrates that the reported cross-talk between modes reflects a genuine ambiguity between some of the axisymmetric modes describing the toroidal field, whose Stokes  $V$  signatures are quite similar.

### 3.3 Poloidal + toroidal field

We finally simulated an input magnetic topology featuring both the poloidal and toroidal components described in the two previous examples. The decay time-scale of this field is found to be equal to  $69 \pm 10$  d (third panel of Fig. 2).

The evolution of the coefficients describing the field, as well as the associated Stokes  $V$  profiles, are shown at the bottom of Fig. 5. We obtain a  $\chi_r^2$  of 1.02, thus similar to those obtained in the two previous examples, while ZDI fits the data down to  $\chi_r^2 = 8.5$  which clearly illustrates the benefits of TIMeS over ZDI. Once again, the reconstructed maps are very similar to the original ones (top of Fig. 5), and our method reconstructs well the input poloidal field whereas the inferred toroidal field suffers from the same cross-talk between modes as those mentioned above.

Applying TIMeS on the same topology but assuming now a filling factor of  $f = 0.3$  instead of  $f = 1.0$  (implying that 30 per cent of each surface cell contains a magnetic field of local strength  $B/f$  while the rest of the cell is non-magnetic), we find virtually identical results, demonstrating that the assumed linearity is not an issue for this field flux and  $v \sin i$ , even with low values of the filling factor that imply stronger values of the local field strength.

## 4 INFLUENCE OF THE PARAMETERS

In this section, we discuss the effects of the various parameters involved in the process. The results mentioned in this section were obtained from simulations assuming a stellar magnetic topology similar to that described in Section 3.3.

### 4.1 Effects of the stellar and observation parameters

We first review the behaviour of TIMeS for parameters that are not directly related to the method itself. This includes the stellar parameters (inclination,  $v \sin i$ , rotation period) but also the observational ones, like the quality of the data (i.e. SNR) and the temporal sampling.

#### 4.1.1 Stellar inclination

We now consider a star with  $i = 30^\circ$  and  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ . In this configuration, the northern pole of the star is better seen which modifies the way the radial, meridional, and azimuthal components contribute to the Stokes  $V$  profiles and strongly restricts the contribution of features located in the Southern hemisphere. In addition, the amplitude of the Stokes  $V$  profiles in the data base changes, which directly affects the weights used in the SPGL1 solver. For  $i \sim 30^\circ$ , we only see minor changes in the reconstruction affecting mainly low latitude features that actually do not contribute much to the observed data (Fig. A1). Unlike in the reference case, TIMeS only retrieves the injected modes with no cross-talk. The Stokes  $V$  profiles are still fitted down to a similar  $\chi_r^2$ .

For nearly equator-on configurations (e.g.  $i \sim 80^\circ$ ), the contributions to the Stokes  $V$  profiles from both hemispheres start to partly cancel out for some modes. As a result, these modes were not retrieved and the fit of the Stokes  $V$  profiles is slightly degraded ( $\chi_r^2 = 1.17$ ) although the overall topology remains consistent with the simulated one (Fig. A2), showing that the method still behaves reasonably well.

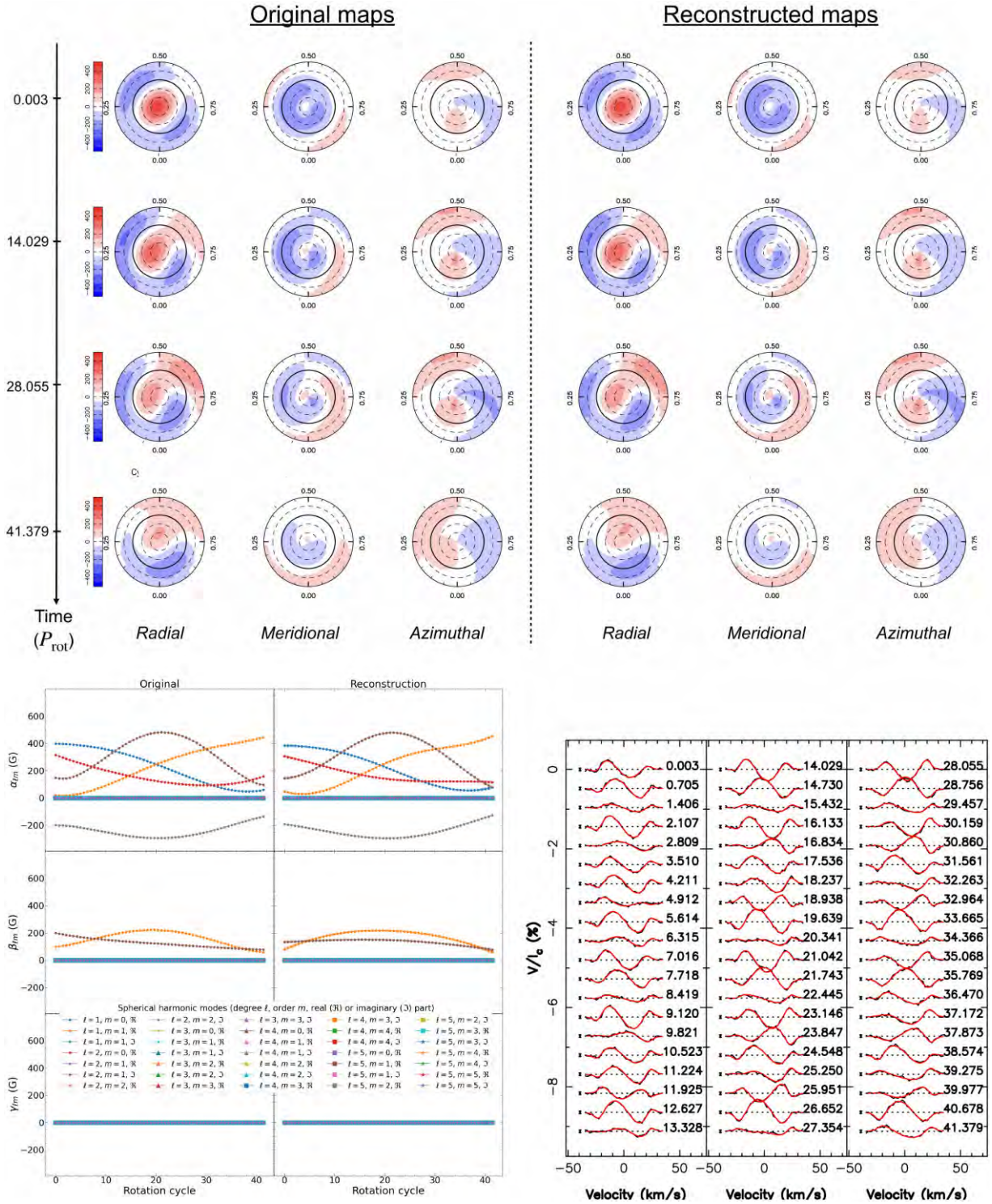
#### 4.1.2 $v \sin i$

For these tests, we adjusted the SNR of each simulation to ensure that the Stokes  $V$  signatures are detected with the same precision, taking into account that the depth, width and number of velocity bins of the synthesized Stokes  $V$  profiles all vary when  $v \sin i$  is modified. Typically, the ratio between the noise and the amplitude is in the range 3–6 per cent in the different cases. As the number of points in the profiles increases with  $v \sin i$ , it compensates more or less exactly for the difference in amplitude.

Let us consider a star with a  $v \sin i$  of  $15 \text{ km s}^{-1}$  and an inclination of  $60^\circ$ . In this case, the Stokes  $V$  profiles are deeper and narrower, thus reducing the amount of details that can be reconstructed at the surface of the star. The fit to the data (now featuring an SNR of 3000) is only slightly degraded ( $\chi_r^2 = 1.11$ ) with respect to the reference case ( $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ ). We, however, note that this time the reconstruction of both the poloidal and toroidal components suffer from cross-talks (e.g.  $\beta_{2,1}$  coefficient replaced by a combination of  $\alpha_{3,1}$  and  $\beta_{1,1}$ ; Fig. B1), with minor impact on the reconstructed topology.

For larger  $v \sin i$  (e.g.  $50 \text{ km s}^{-1}$ ), the Stokes  $V$  profiles are shallower and broader. This time, the data (featuring an SNR of 10 000) are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.02$ . We obtain results very similar to those of the reference case of Section 3.3 with only minor changes in the retrieved time dependences (Fig. B2, available as supplementary material), as expected from the better spatial resolution provided by the higher  $v \sin i$  (allowing a better identification of modes of higher degrees).

We also tested the method at  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ , with an SNR decreased to 2000. In this case, the reconstructed maps are less detailed as expected from the loss of spatial resolution at the surface of the star that results from the lower  $v \sin i$ . Despite some modes are missed by TIMeS (Fig. B3), we are nevertheless able to fit the



**Figure 3.** Reconstruction of a purely poloidal field. *Top:* Maps of the simulated (first to third columns) and reconstructed (fourth to sixth columns) radial, meridional, and azimuthal magnetic field components for different cycles over the observation period (timeline going from the first to the last row) in the case of a purely poloidal magnetic field. The maps are shown in a flattened polar projection with the pole at the centre, the equator represented as a bold black line and the  $60^\circ$  and  $30^\circ$  latitude parallels shown as dashed lines. The ticks around the reconstructed star correspond to the phase of the simulated spectropolarimetric observations. In these plots, red indicates positive radial, meridional, and azimuthal fields (in G) that point outwards, polewards, and counterclockwise, respectively. The maps are shown down to latitudes of  $-60^\circ$ , beyond which nothing is visible to a putative observer given the assumed orientation of the rotation axis with respect to the line of sight ( $i = 60^\circ$ ). *Bottom left:* Evolution with time of the spherical harmonics coefficients, for the original image (first column) and the reconstructed one (second column). Each curve (colour/symbol) corresponds to the real ( $\Re$ ) or imaginary ( $\Im$ ) part of a spherical harmonic mode of degree  $\ell$  and order  $m$ . The filled coloured area around each curve of the right-hand panels represents the  $1\sigma$  confidence level derived from GPR. *Bottom right:* Stokes  $V$  profiles for a purely poloidal field. The simulated data are shown in black while the reconstructed profiles are plotted in red. The rotation cycle is mentioned on the right of each profile and the  $3\sigma$  error bars are displayed on their left.



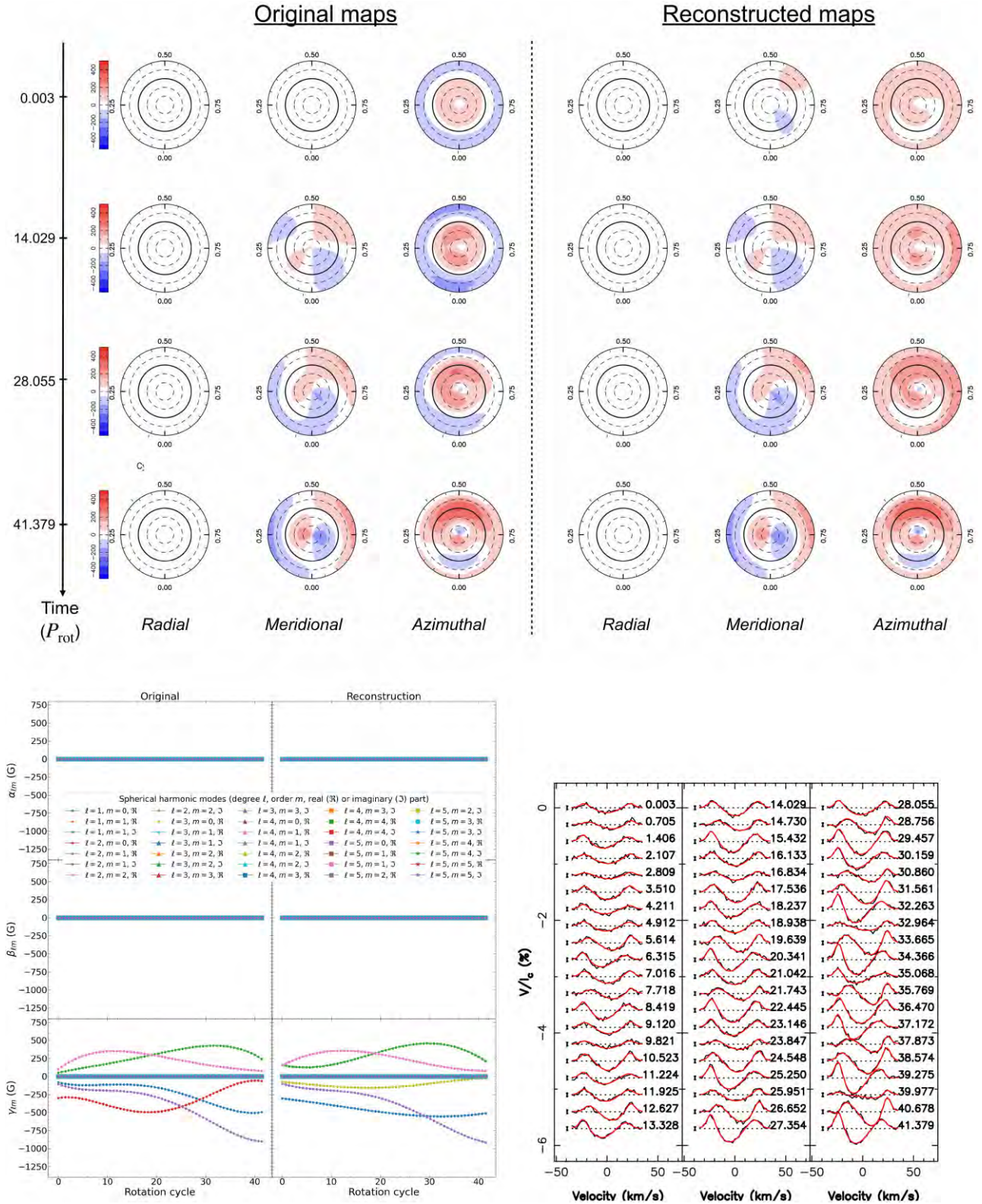


Figure 4. Same as Fig. 3 for a purely toroidal field.



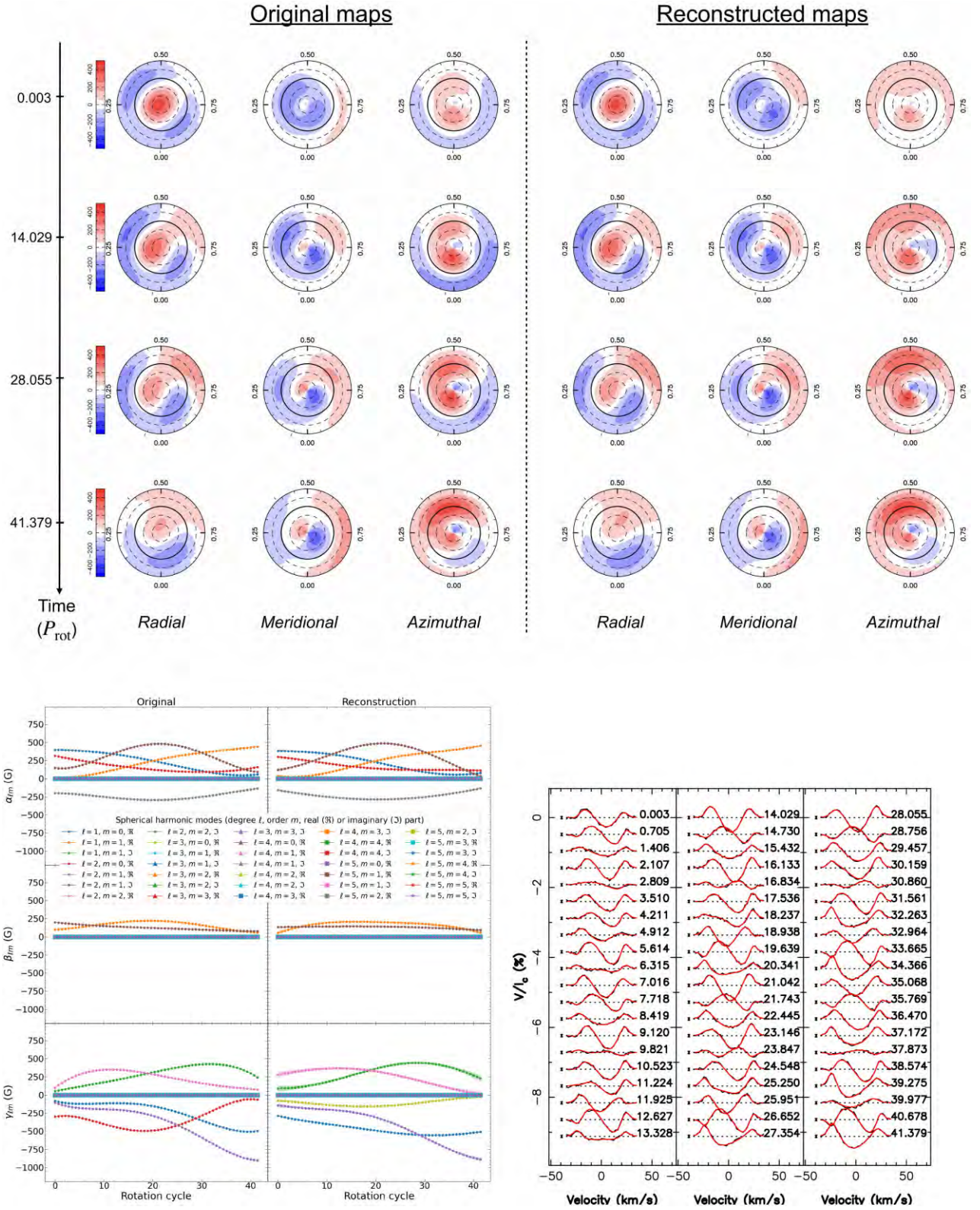


Figure 5. Same as Fig. 3 for the magnetic topology described by a poloidal and a toroidal field.

Stokes  $V$  profiles down to  $\chi_r^2 = 1.18$  showing that the method is still able to reconstruct the overall topology in the case of slower rotators, despite some loss of information.

Applying TIMEs on the same cases, but assuming now a filling factor of  $f = 0.3$ , yields similar results, except for the  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  case, for which the assumed linearity between the reconstructed image and the Stokes  $V$  profiles starts to break down preventing the code to properly identify the correct modes. We come back on the limits of this assumption in Section 5.

#### 4.1.3 Complex magnetic field

We also simulated the case of a more complex magnetic topology described by spherical harmonic modes up to  $\ell = 6$ . We therefore allowed modes up to a higher  $\ell_{\text{max}}$  (set to 10) than in the reference case (set to 5) in TIMEs, which increased the potential cross-talks between the modes in the mode identification/selection process. The fit of the Stokes  $V$  profiles is improved when considering a slightly larger  $n$  (i.e. number of consecutive profiles in the sliding subsets used in the selection process), set to 10 for this section, thereby increasing the sampling of the stellar rotation. The  $v \sin i$  also plays a role in the reconstruction of complex magnetic fields as a higher  $v \sin i$  increases the spatial resolution at the surface of the stars and thus allows the reconstruction of smaller features (i.e. modes of higher degree). We show the reconstructed topologies when assuming  $i = 60^\circ$  and  $v \sin i$  equal to 25, 15, and  $50 \text{ km s}^{-1}$  in Figs 6, C1 and C2 (available as supplementary material), respectively, with differences mainly appearing for features having the weakest contribution to the Stokes  $V$  profiles (i.e. the smallest features and those located at low latitudes).

#### 4.1.4 Stellar rotation period

We also applied our method to the same star as in Section 3.3 but with longer rotation periods up to 29 d. Fitting the Stokes  $V$  profiles with a consistent modelled topology requires an increase in the number of consecutive profiles considered in the selection process (i.e.  $n \sim 10$ ). These  $n$  profiles should efficiently sample the stellar rotation cycle so that our tomographic method can identify and select the modes consistent with the data. For the longest period, the field evolves significantly over one rotation cycle, meaning that the static field assumption is no longer verified even for the subsets of  $n$  profiles used in the SPGL1 solver, therefore slightly degrading the final  $\chi_r^2$ . In this particular case, ensuring that the  $n$  profiles sample about one rotation cycle avoids spurious modes to be selected by the reconstruction process.

#### 4.1.5 Quality of the data: SNR

In this section, we consider that all parameters are set to the value of the reference case (Section 3.3) except for the SNR, now decreased to 1000. For such a value, the smallest contributions to the Stokes  $V$  profiles (e.g. from the smallest features and those located at low latitudes) are hidden in the noise, which results in a less precise fit of the Stokes  $V$  profiles ( $\chi_r^2 = 1.16$ ) and less detailed reconstructed maps. We nevertheless observe that the overall magnetic topology is well reconstructed (Fig. D1).

We note that 2  $\alpha_{\ell,m}$  and 3  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients are missed by our method and that all  $\beta_{\ell,m}$  coefficients are not reconstructed, most likely due to their weak contribution to the Stokes  $V$  profiles and to the penalization weights used in the SPGL1 solver. We also see that the amplitude of the modelled time dependences starts to depart from the injected ones as shown in Fig. D1. These differences arise from

the worse quality of the data, preventing the method to identify all the modes and their actual strength.

#### 4.1.6 Temporal sampling

We simulated a more realistic observational campaign of the star described in Section 3.3, mimicking a typical monitoring with SPIROU over a period of 4 months. This monitoring consists in 60 observations collected during 4 periods of 15 d (corresponding to bright time) separated by intervals of 15 d with no observation (corresponding to dark time), yielding an uneven sampling with large gaps. We also incorporated weather hazards by assuming a probability of 20 per cent that an observation is not validated or not carried out, yielding a full set of 48 Stokes  $V$  profiles with an SNR of 5000.

Despite these limitations, we are still able to estimate the decay time-scale of the longitudinal field, found to be equal to  $76 \pm 16$  d. For such a temporal sampling, we also ensure that the  $n$  profiles of each subsets are not spread over two different observing periods since the magnetic field is expected to significantly evolve during the gaps. Covering  $\sim 3.5$  rotation periods per subset as in the reference simulations of Section 3, requires to rise the number of profiles per subset to  $n = 10$ . We are able to fit the Stokes  $V$  profiles down to  $\chi_r^2 = 1.05$  with a magnetic topology similar to the simulated one, demonstrating that a realistic temporal sampling does not hinder our ability to reconstruct the evolving magnetic topology (Fig. 7).

## 4.2 Effects of the method parameters

We now discuss the impact of two main method parameters involved in the selection process: the penalization weights and the number of profiles  $n$  in each subsets, both used in the SPGL1 solver.

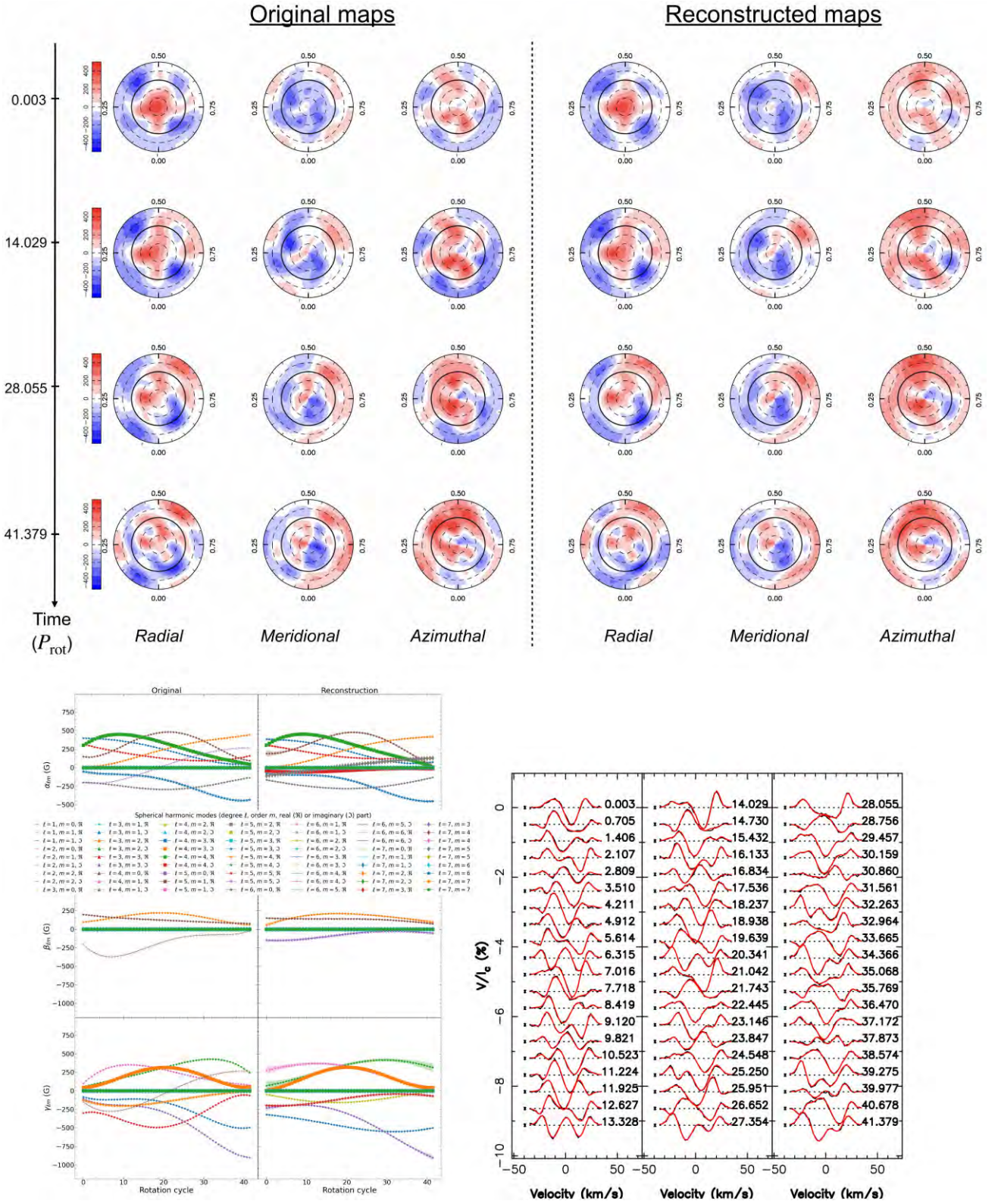
#### 4.2.1 Choice of the penalization weights

In Section 2.4.1, we used different penalization weights for the reconstruction of the modes associated with the  $\alpha_{\ell,m}$ ,  $\beta_{\ell,m}$ , and  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients. As Stokes  $V$  profiles mostly reflect the contribution of the radial field, described by the  $\alpha_{\ell,m}$  coefficients only, the amplitudes of the spectral signatures corresponding to the  $\beta_{\ell,m}$  and  $\gamma_{\ell,m}$  coefficients in the data base are typically twice smaller than those associated with  $\alpha_{\ell,m}$  coefficients; we therefore need to impose different proportionality factors to avoid the reconstruction of these modes to be too severely penalized (as mentioned in Section 2.4.1). Our choice favours the simplest poloidal and toroidal components (i.e. with the lowest  $\ell$  values) consistent with the data, adding non-zero  $\beta_{\ell,m}$  coefficients only if these coefficients are truly necessary.

Setting all the proportionality factors to 1 (instead of 0.8 and 0.5 for  $\beta_{\ell,m}$  and  $\gamma_{\ell,m}$ , respectively; see Section 2.4.1) in the case of a purely toroidal field (Section 3.2) yields a reconstructed topology that is not fully consistent with the input one (see Fig. E1, available as supplementary material), as a weak poloidal field is also reconstructed, illustrating the need to adapt the weights for the modes associated with a  $\beta_{\ell,m}$  or  $\gamma_{\ell,m}$  coefficient.

In addition, the weights we imposed in the selection process are proportional to the degree  $\ell$  of the modes as this choice provides the best results. Using a higher power of  $\ell$  can prevent the selection of significant modes of high degree while using a lower power can allow several spurious modes of high degree to be selected, making the modelled topology more complex.

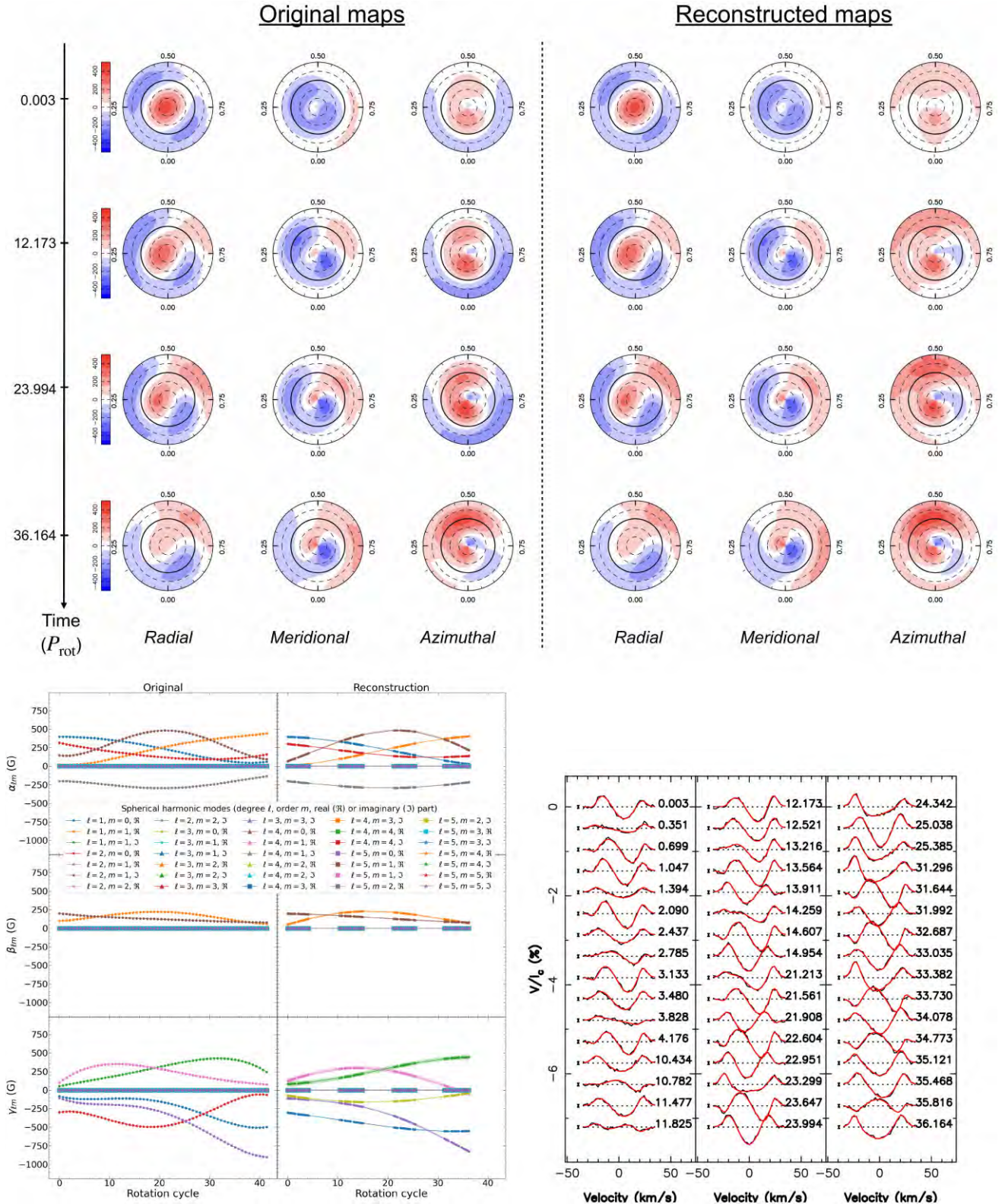




**Figure 6.** Same as Fig. 3 for a complex topology described by spherical harmonics modes up to  $\ell = 6$  for a star featuring  $i = 60^\circ$  and  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ . The Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.19$ .

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article/516/4/5887/6711703 by guest on 04 October 2022





**Figure 7.** Same as Fig. 3 for the star and magnetic field described in Section 3.3 but with observations collected during 4 periods of 15 d (as in a typical SPIRou monitoring campaign).

#### 4.2.2 Number of profiles in each subsets

Let us now focus on another key parameter, the number  $n$  of consecutive profiles in the subsets (see Section 2.4.1). Our tomographic method requires that  $n$  is large enough to sample the rotation cycle,

but small enough to ensure that the field variation is minimal over the time interval spanned by the  $n$  profiles.

For instance, when considering the reference case (Section 3.3), we found that  $n = 6-10$  provides reconstructed magnetic maps similar to

the injected ones (with similar values of  $\chi_r^2$ ). Increasing  $n$  results in a better sampling of the rotation cycle but with all profiles providing information that is no longer self-consistent due to the evolution of the field, yielding models that start to diverge from the input topology. We show the reconstructed maps obtained when setting  $n$  to 3 (i.e. 1.4 rotation cycles or 4.1 d) and 12 (i.e. 7.7 rotation cycles or 22.3 d) in Figs F1 and F2 (available as supplementary material), illustrating that our method fails when (i) the sampling of the stellar rotation period is not sufficient or (ii) the field strongly changes during the time interval spanned by the  $n$  profiles.

More generally, fixing  $n$  so that the  $n$  profiles cover 10–20 per cent of the decay time-scale  $\theta_{B_r}$ , while still sampling at least one rotation cycle, is found to yield the best identification of the modes describing the field.

## 5 SUMMARY AND DISCUSSION

We presented a new method, called TIMEs, for reliably reconstructing stellar large-scale magnetic topologies, that evolve with time over the observing period, from time-series of Stokes  $V$  spectra, assuming that the field to be reconstructed is not too strong to ensure a linear relation between the Stokes  $V$  data and the evolving magnetic map. This new method uses (i) sparse approximation to select as few modes as possible to describe the simplest magnetic topology consistent with the data and (ii) GPR to model the evolution of these modes with time.

We intentionally showed the results for a simple topology ( $\ell_{\max} = 2$ ) to start with (Section 3). Such topologies are actually not unusual, even for rapid rotators for which the reconstructed magnetic energy is frequently concentrated in low order modes (e.g. V374 Peg, Donati et al. 2006a; LkCa 4, Donati et al. 2014). We also applied our new method to a more complex topology ( $\ell_{\max} = 6$ ; Section 4.1.3) so that all the results presented in this paper provide a fair description of what TIMEs is capable of.

Our simulations show that our method is able to reliably reconstruct magnetic topologies evolving with time, the magnetic strength being recovered with a precision down to a fraction of per cent in optimal conditions (up to a few per cents for low  $v \sin i$ ), and succeeds at disentangling their poloidal and toroidal components. Applying the classical version of ZDI to the reference case (Section 3.3) yields inconsistent model with a  $\chi_r^2$  about eight times larger than the one we obtain with our new method, clearly demonstrating the improvement brought by the proposed imaging scheme.

The magnetic reconstructed topology can suffer from cross-talk between modes, especially when the input magnetic field is complex, i.e. characterized by modes of high degree. Such cross-talks generally occur between spherical harmonics modes of order  $m$  ( $\geq 0$ , i.e. not only axisymmetric modes) and degree  $\ell - 1$ ,  $\ell$  and  $\ell + 1$  (or even  $\ell + 2$ ). However, these cross-talks only have a minor impact on the reconstructed magnetic topology, affecting mainly low-latitude features whose contribution to the data is very small (as a result of both limb darkening and limited visibility).

Applying TIMEs to data sets for various stellar parameters, temporal samplings, or method parameters shows that it works best in conditions similar to those needed for ZDI (i.e. rapid rotators, no extreme inclinations). However, the input Stokes  $V$  are never fitted down to exactly a unit  $\chi_r^2$ , indicating that small discrepancies remain between our reconstructed and input Stokes  $V$  profiles. These discrepancies mainly reflect errors in the process that result from the

evolution of the field within the sliding subsets of profiles used to reconstruct the parent time-dependent magnetic topology.

When the field becomes too strong, the assumption of a linear relation between the Stokes  $V$  profiles and the reconstructed image starts to break down preventing one to apply TIMEs in its current implementation. We estimate conservative upper limits for the magnetic flux  $B$  of  $\sim 1.3$ ,  $\sim 2.0$ ,  $\sim 2.8$  and  $\sim 4.3$  kG, for a filling factor  $f = 1$  and  $v \sin i = 5$ , 15, 25, and 50 km s $^{-1}$ , respectively, corresponding to thresholds at which the maximal amplitude of the Stokes  $V$  profiles associated with the reconstructed image is 25 times larger than the rms of the difference between the true Stokes  $V$  profiles and those approximated by TIMEs. These upper limits are reduced to 0.5, 0.7, 0.9, and 1.3 kG when assuming a filling factor  $f = 0.3$  and remain above the maximum value of  $B$  in our simulations but for one case, confirming that the linear approximation underlying TIMEs is not an issue for the topologies considered in this paper, except when  $f = 0.3$  and  $v \sin i = 5$  km s $^{-1}$  (Sections 3.3 and 4.1.2). The results obtained in this extreme case further indicate that the derived upper limits are reliable. TIMEs can therefore be applied to most data sets of low-mass stars studied so far with ZDI, even those featuring strong magnetic fields like AU Mic (Klein et al. 2021b). However, for magnetic fluxes stronger than the limits mentioned above, the hypothesis of linearity is no longer valid; for instance, for a 10 kG field and a filling factor  $f = 1.0$ , we find that the maximum amplitudes of the Stokes  $V$  profiles are only 7 and 0.7 times larger than the rms of the difference between the true and approximated Stokes  $V$  profiles, for  $v \sin i = 50$  and 5 km s $^{-1}$ , respectively, thus too small for TIMEs to behave reliably.

A method whose mode selection process relied on the principle of maximum entropy was also implemented and tested on the same reference cases. In practice, we identified and added the modes to the model through an iterative process until finding the best fit to the observed Stokes  $V$  profiles, unlike TIMEs that directly selects the smallest number of modes consistent with the data using sparse approximation. This alternative approach, however, suffers from a longer computation time and usually yields more complex models that do not significantly improve the results.

To pursue the work initiated in this paper, TIMEs will be applied on actual spectropolarimetric data to model and characterize the magnetic field, and its evolution on short and intermediate time-scales, of active PMS stars such as V1298 Tau and AU Mic. In addition, a complementary approach based on principal component analysis will now be envisaged to improve the sampling of the stellar rotation period and therefore overcome the major limitation of our method (Section 4.2.2). Finally, we will adapt TIMEs to the reconstruction of the brightness distribution at the surface of active stars. This should allow us in particular to improve the modelling and filtering of the activity jitter in the radial velocity curves of such stars, thereby enhancing our ability at detecting potential close-in planets whose velocimetric signatures are still hidden in the activity jitter of their host stars.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge funding from the European Research Council (ERC) under the H2020 research & innovation programme (grant agreement #740651 NewWorlds). We thank Nathan Hara for insightful comments about sparse approximation that helped improve the robustness of our method. We thank the referee for valuable comments and suggestions that improved the manuscript.



**DATA AVAILABILITY**

The simulated data underlying this article will be shared on reasonable request to the corresponding author. The code developed in this study is still in development and not yet publicly available.

**REFERENCES**

- Brown S. F., Donati J. F., Rees D. E., Semel M., 1991, *A&A*, 250, 463  
 Chen S. S., Donoho D. L., Saunders M. A., 1998, *SIAM J. Sci. Comput.*, 20, 33  
 Donati J. F., Brown S. F., 1997, *A&A*, 326, 1135  
 Donati J. F., Semel M., Praderie F., 1989, *A&A*, 225, 467  
 Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658  
 Donati J. F., Mengel M., Carter B. D., Marsden S., Collier Cameron A., Wichmann R., 2000, *MNRAS*, 316, 699  
 Donati J.-F., Forveille T., Collier Cameron A., Barnes J. R., Delfosse X., Jardine M. M., Valenti J. A., 2006a, *Science*, 311, 633  
 Donati J. F. et al., 2006b, *MNRAS*, 370, 629  
 Donati J. F. et al., 2013, *MNRAS*, 436, 881  
 Donati J. F. et al., 2014, *MNRAS*, 444, 3220  
 Donati J. F. et al., 2016, *Nature*, 534, 662  
 Donati J. F. et al., 2017, *MNRAS*, 465, 3343  
 Donati J. F. et al., 2019, *MNRAS*, 483, L1  
 Donati J. F. et al., 2020, *MNRAS*, 491, 5660  
 Donoho D. L., Elad M., 2003, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 100, 2197  
 Donoho D., Elad M., Temlyakov V., 2006, *IEEE Trans. Inf. Theory*, 52, 6  
 Folsom C. P. et al., 2018, *MNRAS*, 474, 4956  
 Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, 125, 306  
 Hackman T., Lehtinen J., Rosén L., Kochukhov O., Käpylä M. J., 2016, *A&A*, 587, A28  
 Klein B., Donati J.-F., Hébrard É. M., Zaire B., Folsom C. P., Morin J., Delfosse X., Bonfils X., 2021a, *MNRAS*, 500, 1844  
 Klein B. et al., 2021b, *MNRAS*, 502, 188  
 Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M., 2004, *Polarisation in Spectral Lines*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht  
 Lavail A., Kochukhov O., Wade G. A., 2018, *MNRAS*, 479, 4836  
 Mallat S., Zhang Z., 1993, *IEEE Trans. Signal Process.*, 41, 3397  
 Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 390, 567  
 Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2010, *MNRAS*, 407, 2269  
 Petit P. et al., 2008, *MNRAS*, 388, 80  
 Rajpaul V., Aigrain S., Osborne M. A., Reece S., Roberts S., 2015, *MNRAS*, 452, 2269  
 Rasmussen C., Williams C., 2006, *Gaussian Processes for Machine Learning*. Adaptive Computation and Machine Learning. MIT Press, Cambridge, MA, USA, p. 248  
 Rosén L., Kochukhov O., Wade G. A., 2015, *ApJ*, 805, 169  
 Semel M., 1989, *A&A*, 225, 456

- Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, 211, 111  
 Tibshirani R., 1996, *J. R. Stat. Soc. B*, 58, 267  
 van den Berg E., Friedlander M. P., 2009, *SIAM J. Sci. Comput.*, 31, 890  
 Yu L. et al., 2017, *MNRAS*, 467, 1342  
 Yu L. et al., 2019, *MNRAS*, 489, 5556

**SUPPORTING INFORMATION**

Supplementary data are available at *MNRAS* online.

**Figure B2.** Same as Fig. A1 for the same star as in the reference case (Section 3.3) except for the  $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ .

**Figure C1.** Reconstruction of a complex topology described by spherical harmonics modes up to  $l = 6$  for a star featuring  $i = 60^\circ$  and  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ . Top: Reconstructed maps with the star shown in a flattened polar view. Bottom left: Comparison between the input and reconstructed coefficients describing the field. Bottom right: Observed (black) and reconstructed (red) Stokes  $V$  profiles ( $\chi_r^2 = 1.18$ ).

**Figure C2.** Same as Fig. C1 for  $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ . The Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.10$ .

**Figure E1.** Same as Fig. A1 when reconstructing the purely toroidal field (Section 3.2) with other penalization weights in the selection process. A weak spurious poloidal field is reconstructed, slightly altering the meridional and azimuthal components in the map. The observed Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.14$  instead of 1.02 (when using the weights presented in Section 2.4.1).

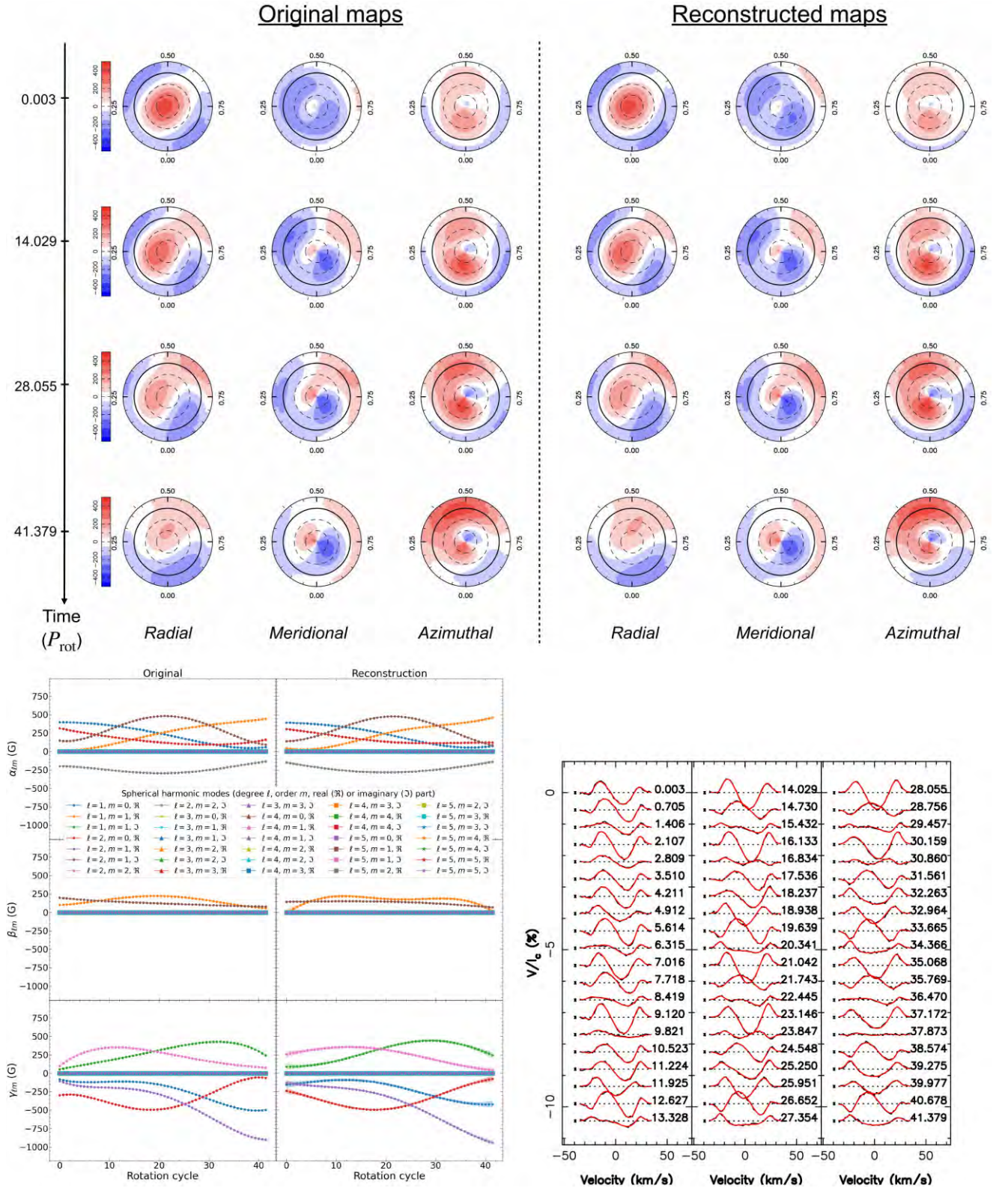
**Figure F1.** Same as Fig. A1 when reconstructing the reference case (Section 3.3) using  $n = 3$  in the selection process, corresponding to a sampling of 1.4 rotation cycles (4.1 d).

**Figure F2.** Same as Fig. A1 when reconstructing the reference case (Section 3.3) using  $n = 12$  in the selection process, corresponding to a sampling of 7.7 rotation cycles (22.3 d).

Please note: Oxford University Press is not responsible for the content or functionality of any supporting materials supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for the article.

**APPENDIX A: IMPACT OF STELLAR INCLINATION**

In this section, we present the magnetic topology reconstructed for different stellar inclinations (setting the SNR of the Stokes  $V$  to 5000). The simulated data corresponds to the topology described in Section 3.3 for a star featuring a  $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$  and an inclination of  $30^\circ$  (Fig. A1) and  $80^\circ$  (Fig. A2).



**Figure A1.** Reconstruction of the same topology as in the reference case (Section 3.3) for a star with  $i = 30^\circ$ . *Top:* Reconstructed maps with the star shown in a flattened polar view. *Bottom left:* Comparison of the time dependences of the input and reconstructed coefficients describing the field. *Bottom right:* Observed (black) and reconstructed (red) Stokes V profiles, along with the  $3\sigma$  error bars on the left of each profile.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article/516/4/5887/6711703 by guest on 04 October 2022



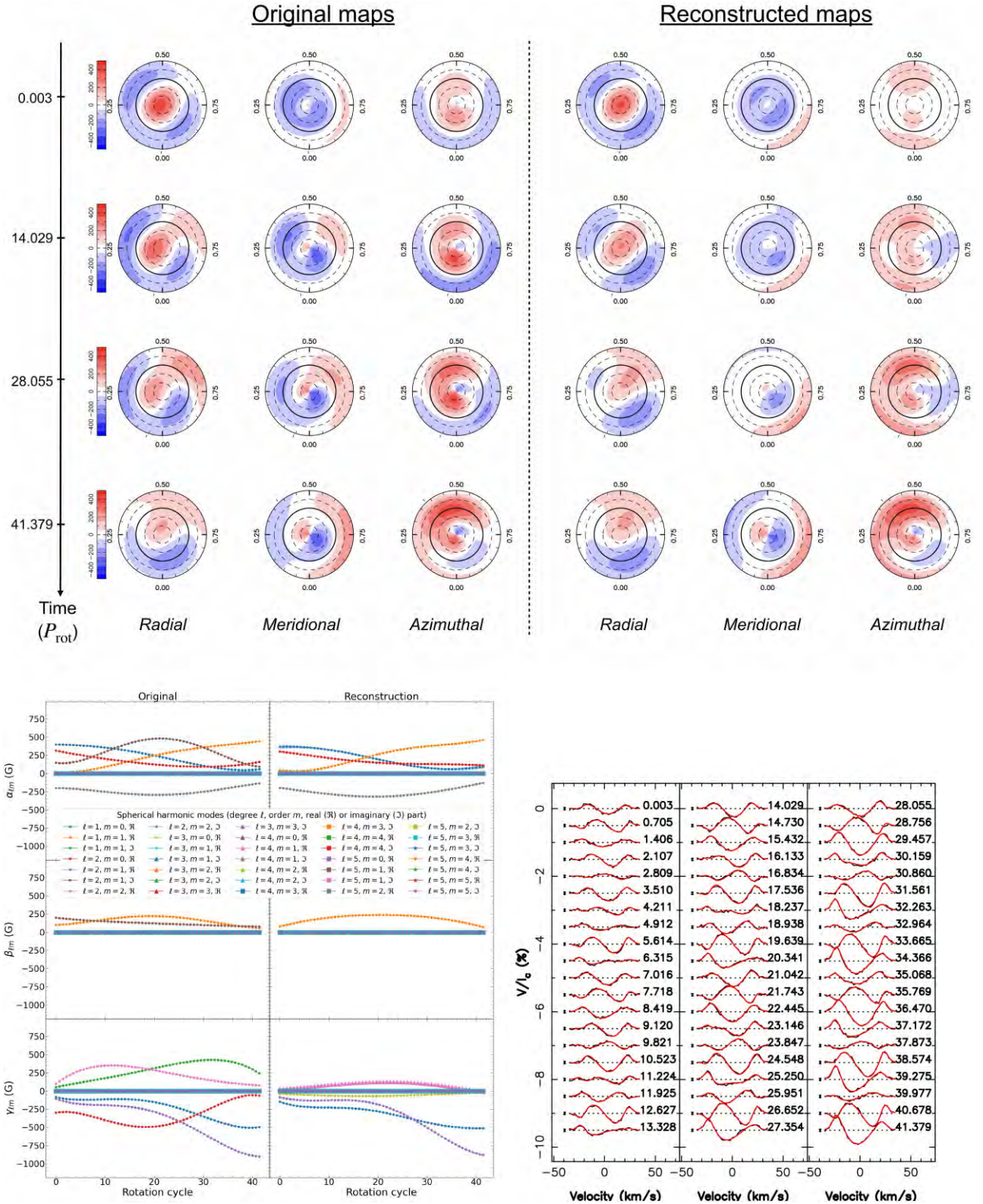


Figure A2. Same as Fig. A1 for a stellar inclination of  $80^\circ$ .

## APPENDIX B: IMPACT OF $v \sin i$

We present the reconstructed topologies and coefficients when considering the same topology as in the reference case (Section 3.3) for a star featuring a  $v \sin i = 15$  (Fig. B1), 50 (Fig. B2, available

as supplementary material) and  $5 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. B3). The SNRs of the Stokes  $V$  profiles were set to 3000, 10 000, and 2000, respectively, to take into account the differences in the amplitude of the Stokes  $V$  profiles as well as in the number of spectral points per profile.



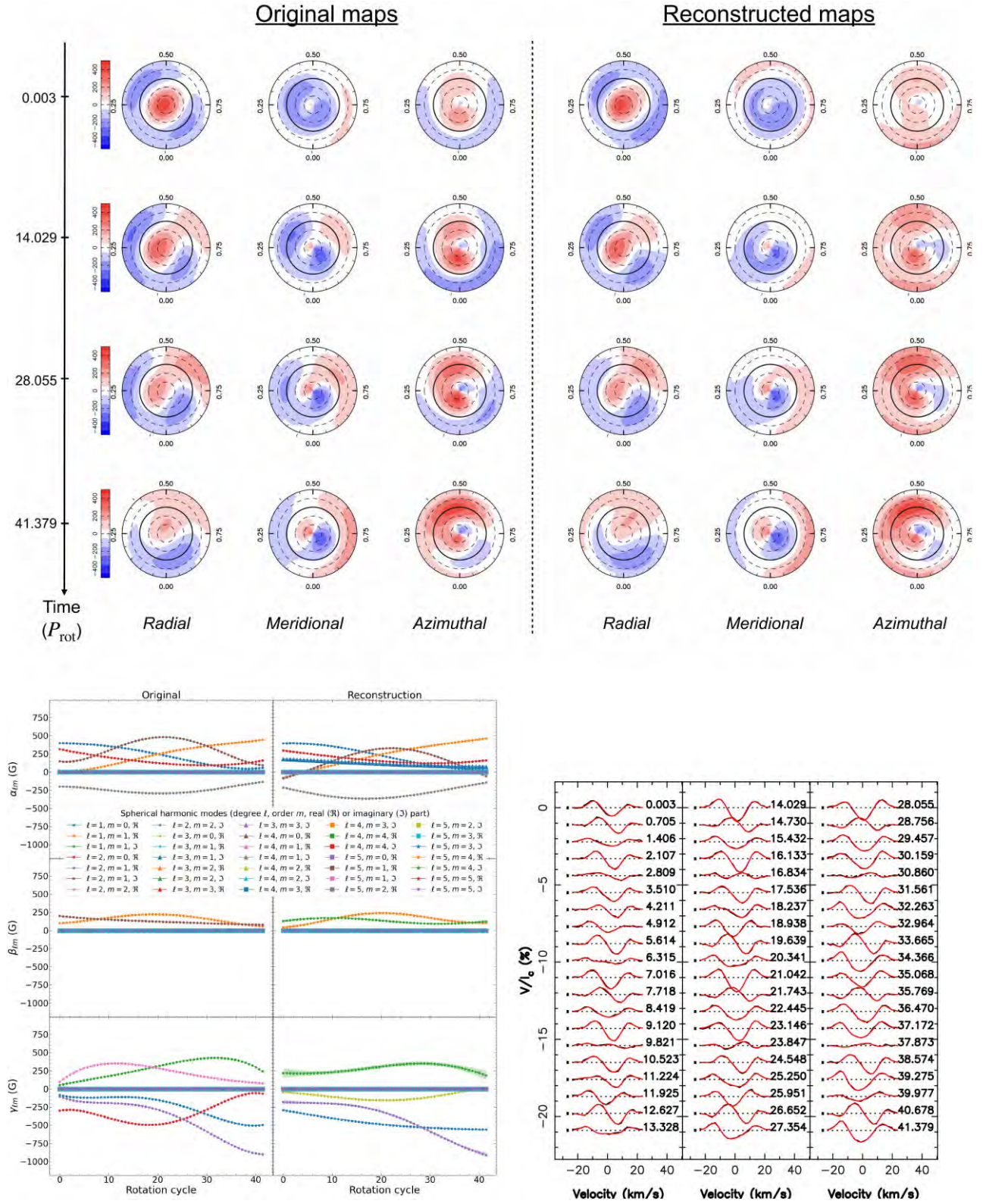
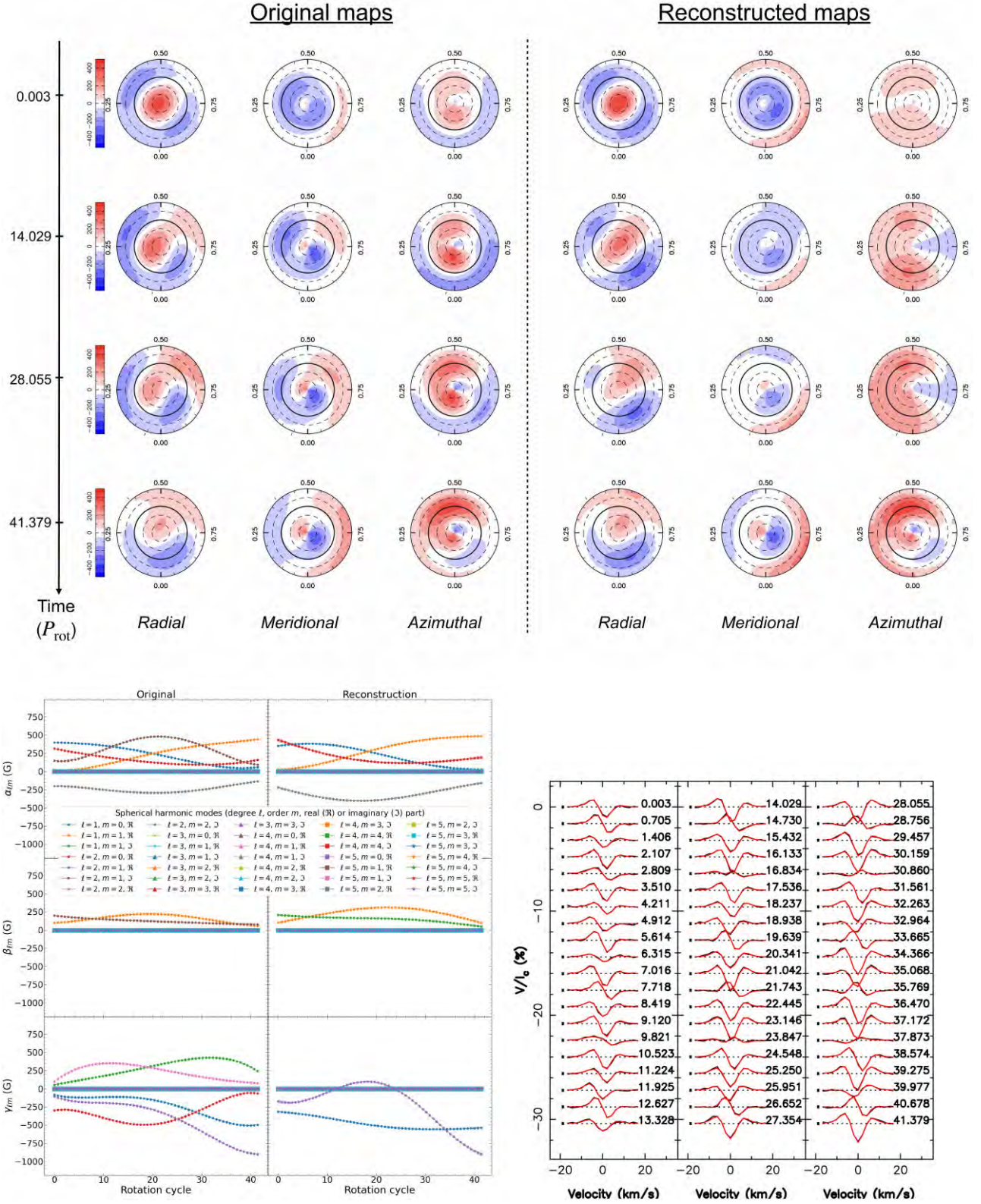


Figure B1. Same as Fig. A1 for the same star as in the reference case (Section 3.3) except for the  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ .





**Figure B3.** Same as Fig. A1 for the same star as in the reference case (Section 3.3) except for the  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ .

### APPENDIX C: RECONSTRUCTION OF A COMPLEX FIELD

In order to clearly see the effect of the  $v \sin i$  on the reconstructed topology, we simulated a complex magnetic topology described by spherical harmonics modes up to a degree  $\ell = 6$ . We show the

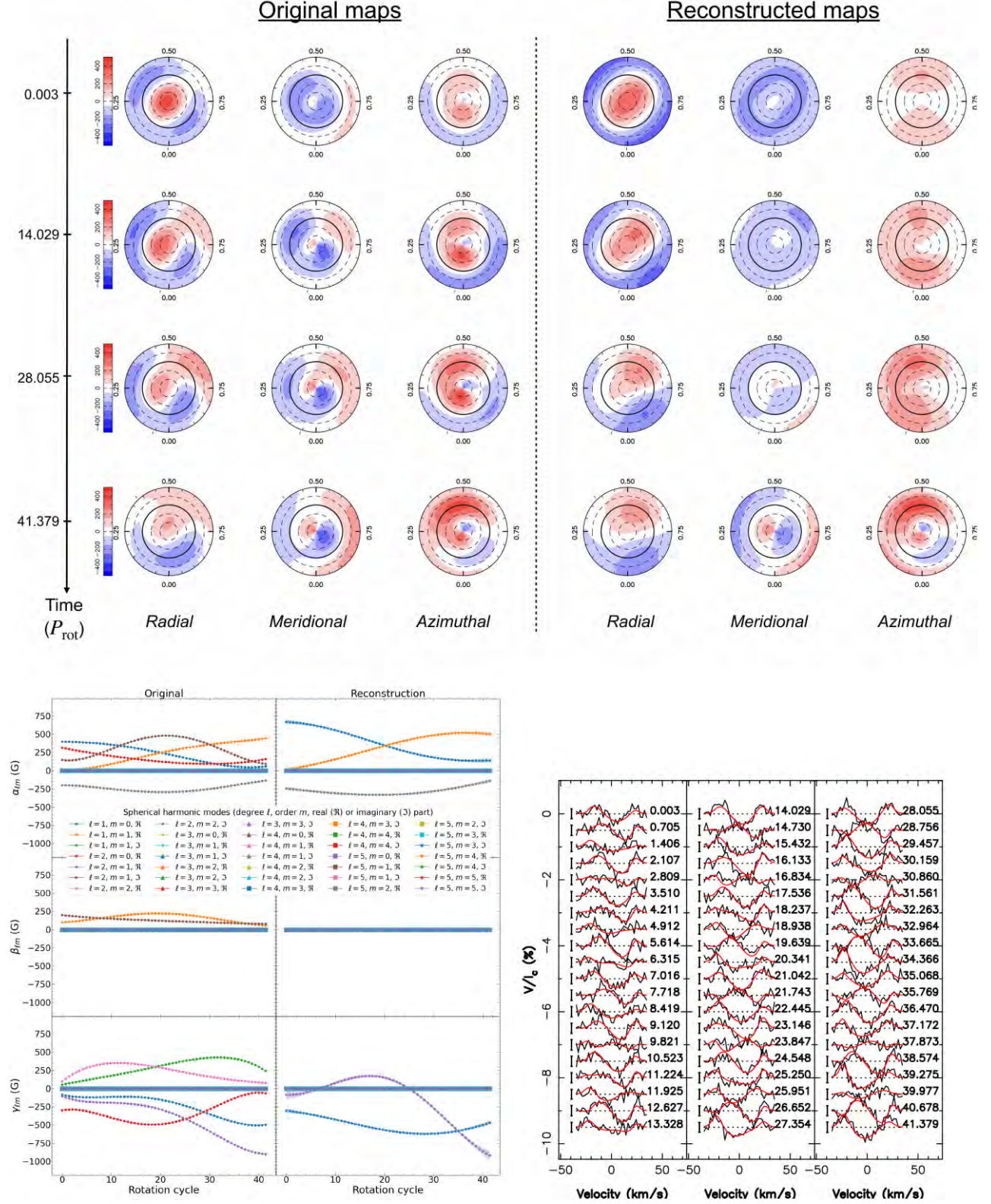
reconstructed maps for  $v \sin i = 15$  (Fig. C1, available as supplementary material) and  $50 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. C2, available as supplementary material) using  $n = 10$  in TIMES. The SNRs were fixed to 3000 and 10 000 to ensure that the Stokes  $V$  are still detected with the same precision when varying the  $v \sin i$ .



**APPENDIX D: IMPACT OF A LOWER SNR**

Fig. D1 illustrates the reconstruction of the reference case (Section 3.3) when the SNR of the Stokes  $V$  profiles is decreased down

to 1000. In this case, the data are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.16$ . Some modes are missed by TIMeS due to the highest noise level implying a loss of information.



**Figure D1.** Same as Fig. A1 for the same star as in the reference case (Section 3.3) except for the SNR of the Stokes  $V$  profiles decreased down to 1000.

**APPENDIX E: IMPACT OF THE PENALIZATION WEIGHTS**

We present the results obtained when applying TIMeS on a purely toroidal field (Section 3.2) and assuming penalization weights for all modes equal to  $\ell/A_{\ell,m}$ , where  $A_{\ell,m}$  denotes the mean amplitude of the Stokes  $V$  profiles associated with the modes over a rotation cycle. Fig. E1 (available as supplementary material) shows the reconstructed coefficients as well as the reconstructed magnetic maps.

**APPENDIX F: IMPACT OF THE SAMPLING OF THE ROTATION CYCLE**

We present the reconstructed maps when considering the magnetic evolution of the reference case (Section 3.3), using  $n = 3$  (i.e. 1.4 rotation cycles) and  $n = 12$  (i.e. 7.7 rotation cycles) in Figs F1 and F2 (available as supplementary material), respectively. The Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 5.18$  and 1.07, respectively. These results demonstrate that considering too few profiles (poor sampling of the stellar rotation) or too many profiles (significant evolution of the field over the associated time interval) yields discrepant results.

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



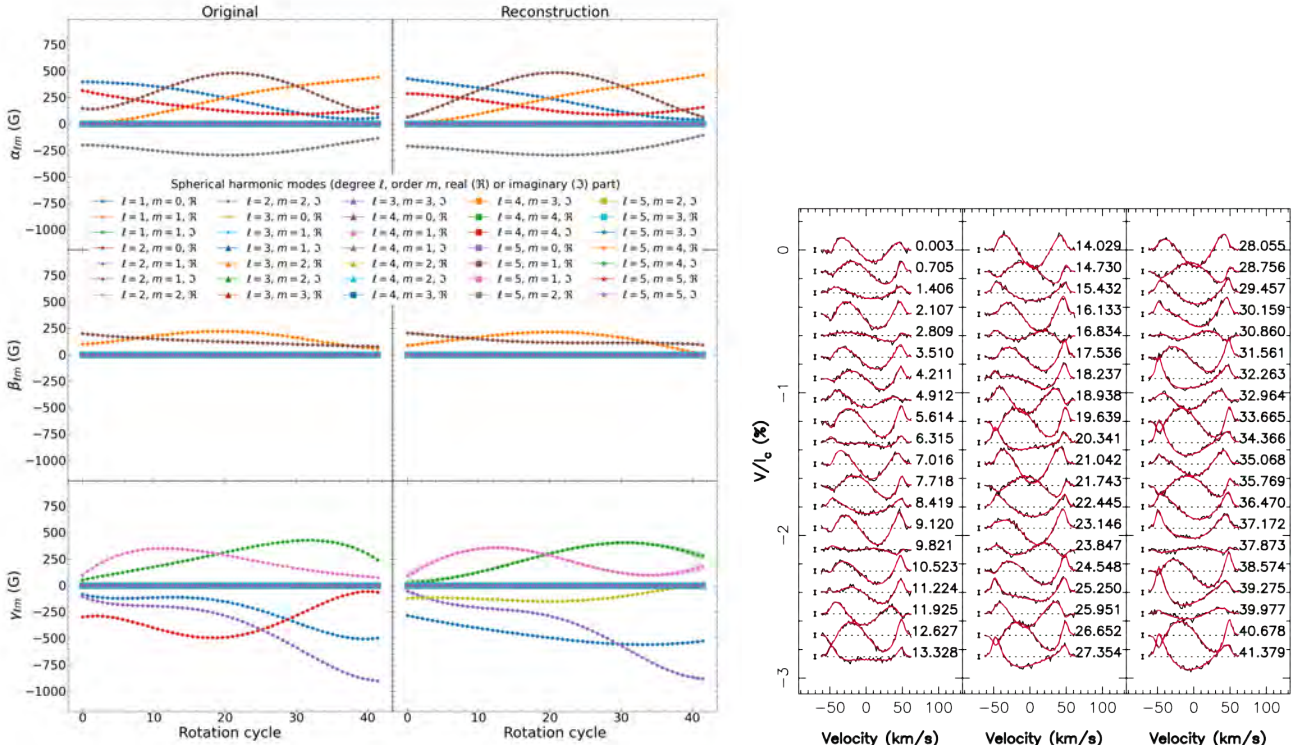
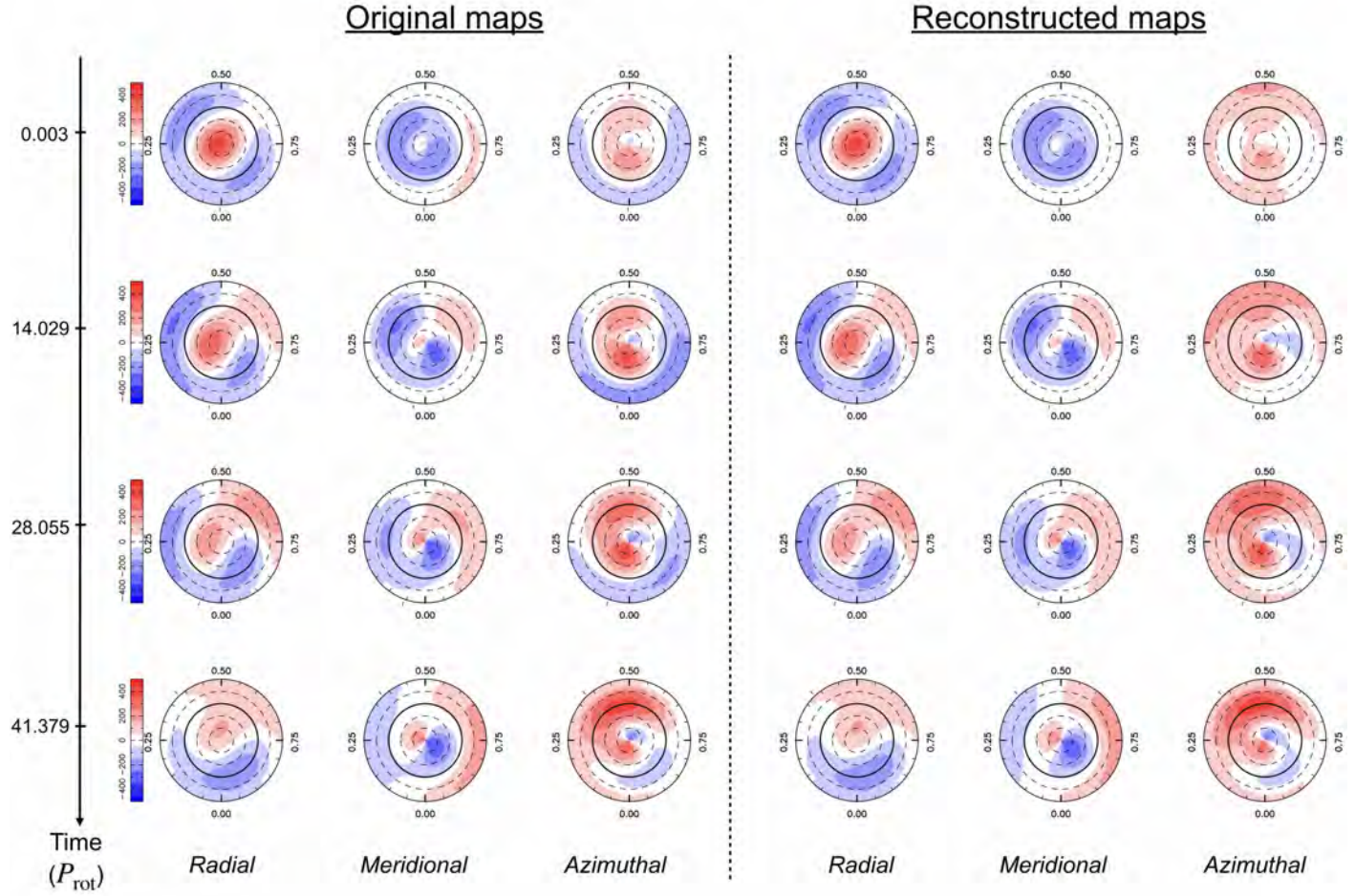


Figure B2: Same as Fig. A1 for the same star as in the reference case (Sec. 3.3) except for the  $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ .



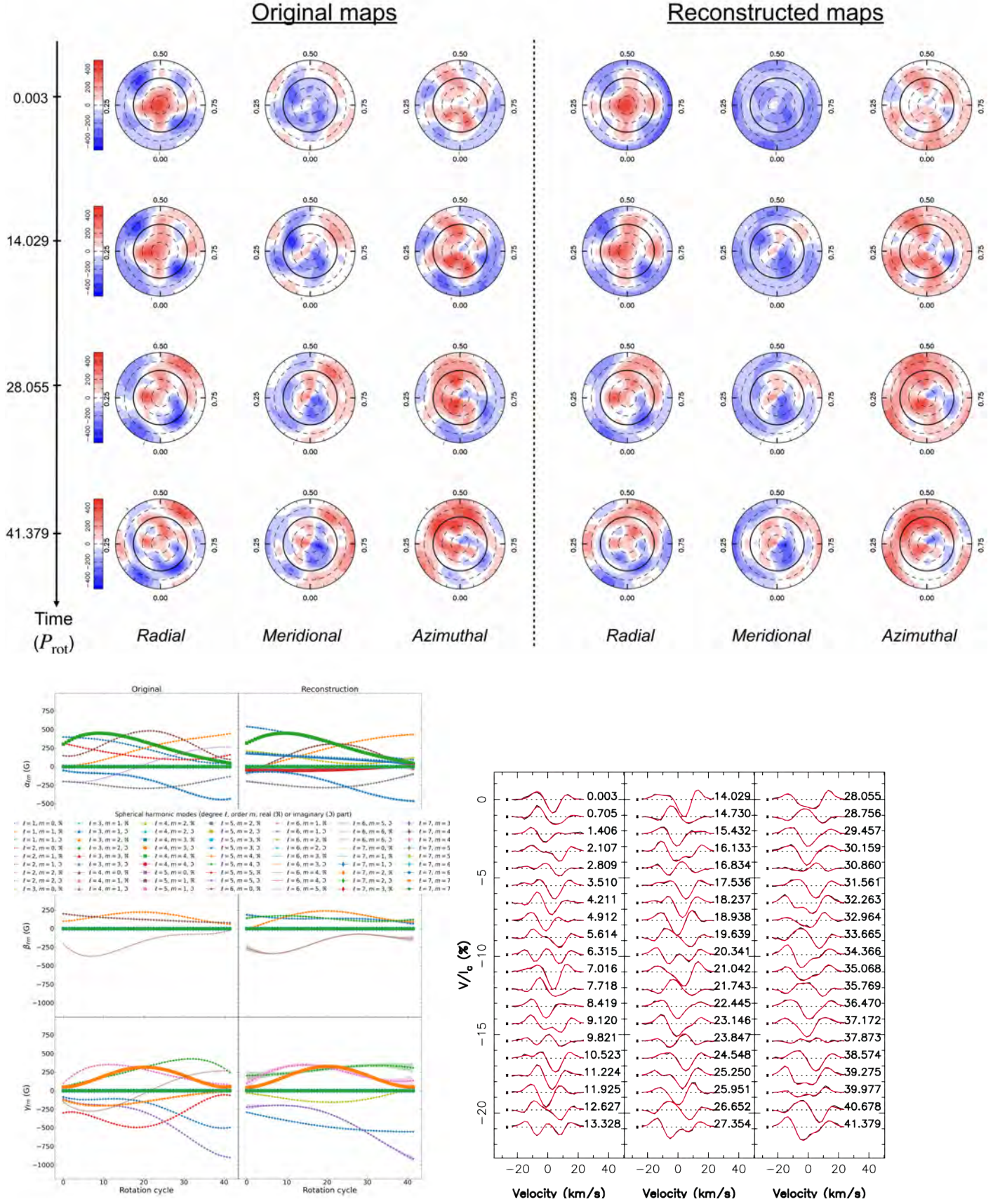


Figure C1: Reconstruction of a complex topology described by spherical harmonics modes up to  $\ell = 6$  for a star featuring  $i = 60^\circ$  and  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ . *Top*: Reconstructed maps with the star shown in a flattened polar view. *Bottom left*: Comparison between the input and reconstructed coefficients describing the field. *Bottom right*: Observed (black) and reconstructed (red) Stokes  $V$  profiles ( $\chi_r^2 = 1.18$ ).



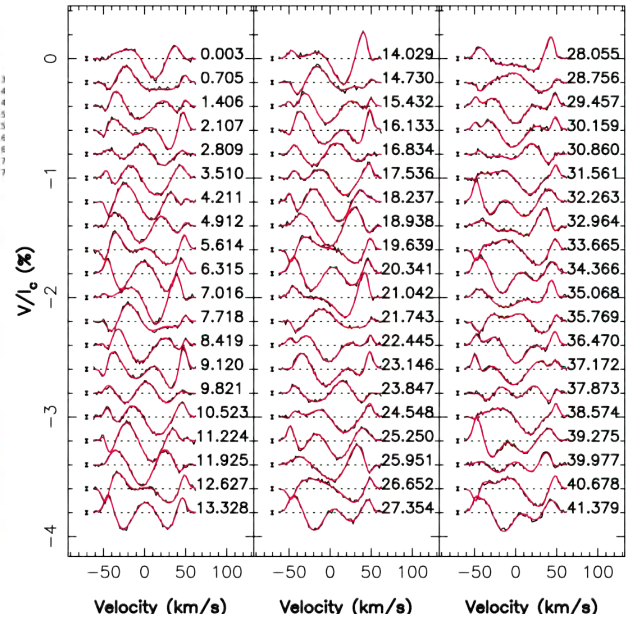
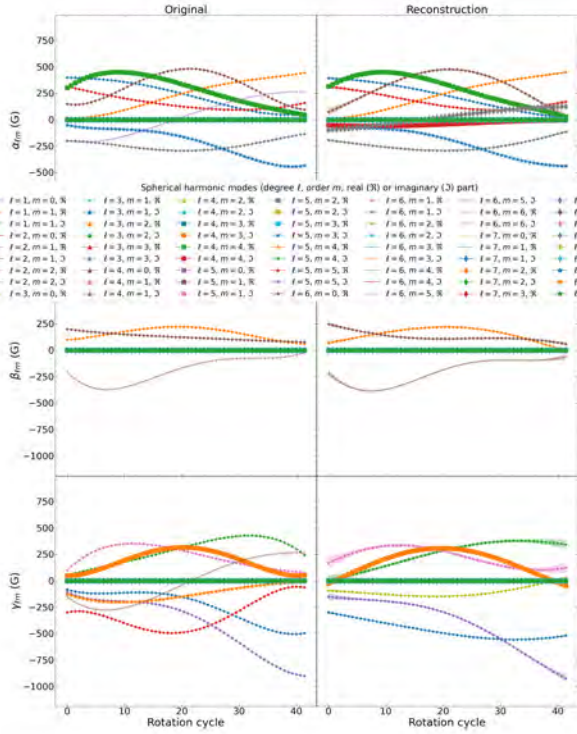
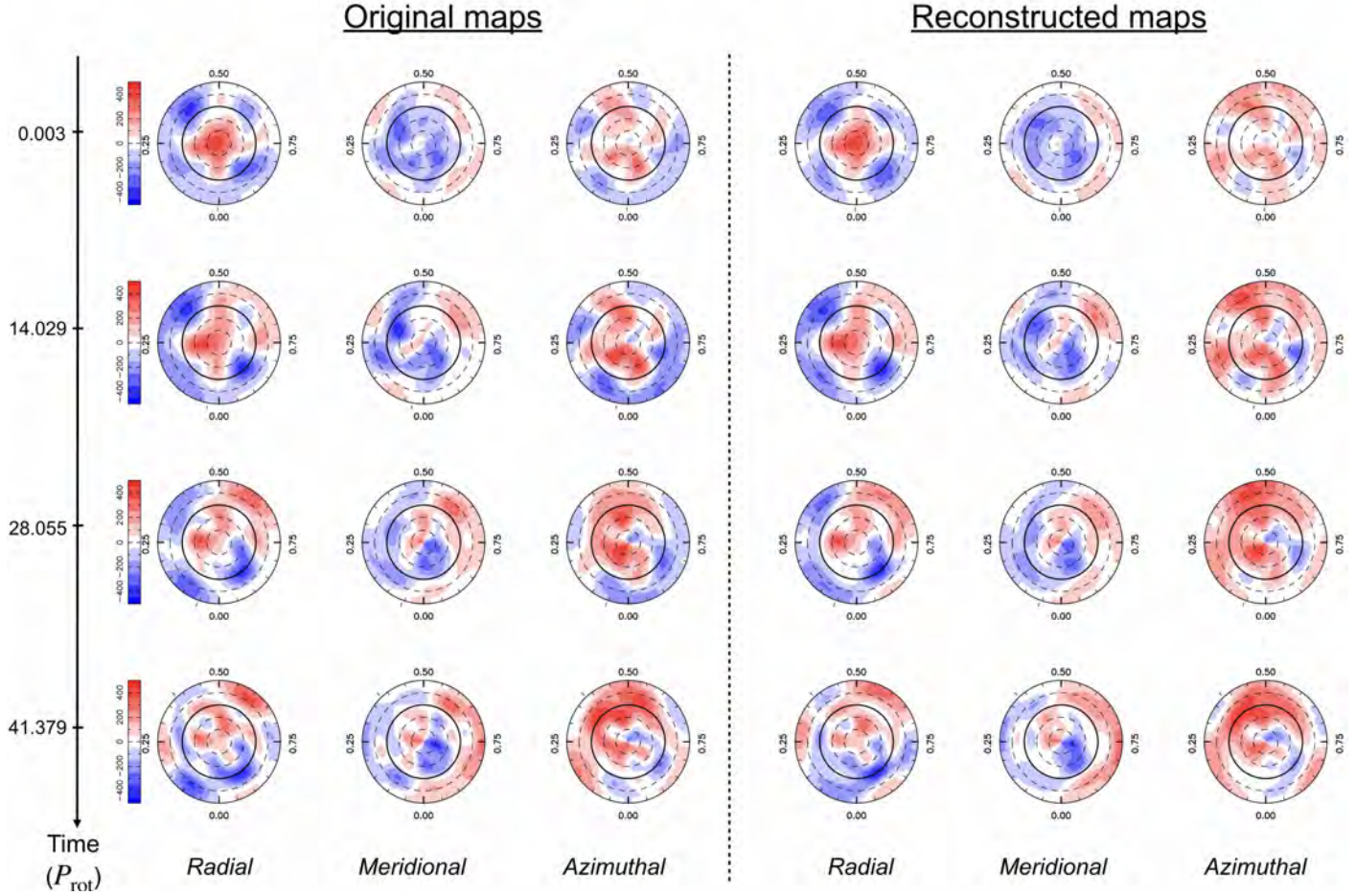


Figure C2: Same as Fig. C1 for  $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ . The Stokes V profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.10$ .

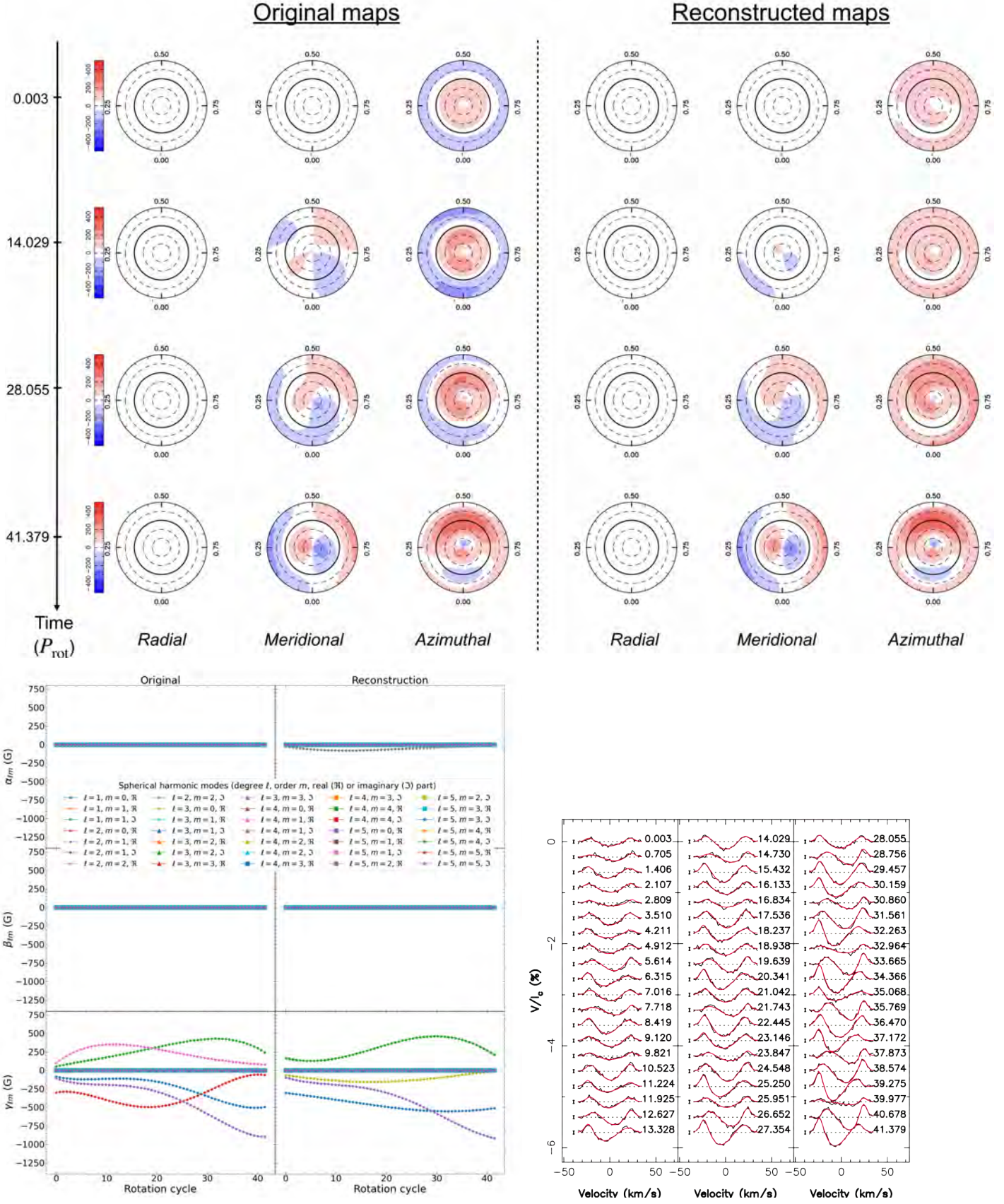


Figure E1: Same as Fig. A1 when reconstructing the purely toroidal field (Sec. 3.2) with other penalization weights in the selection process. A weak spurious poloidal field is reconstructed, slightly altering the meridional and azimuthal components in the map. The observed Stokes  $V$  profiles are fitted down to  $\chi_r^2 = 1.14$  instead of 1.02 (when using the weights presented in Sec. 2.4.1).



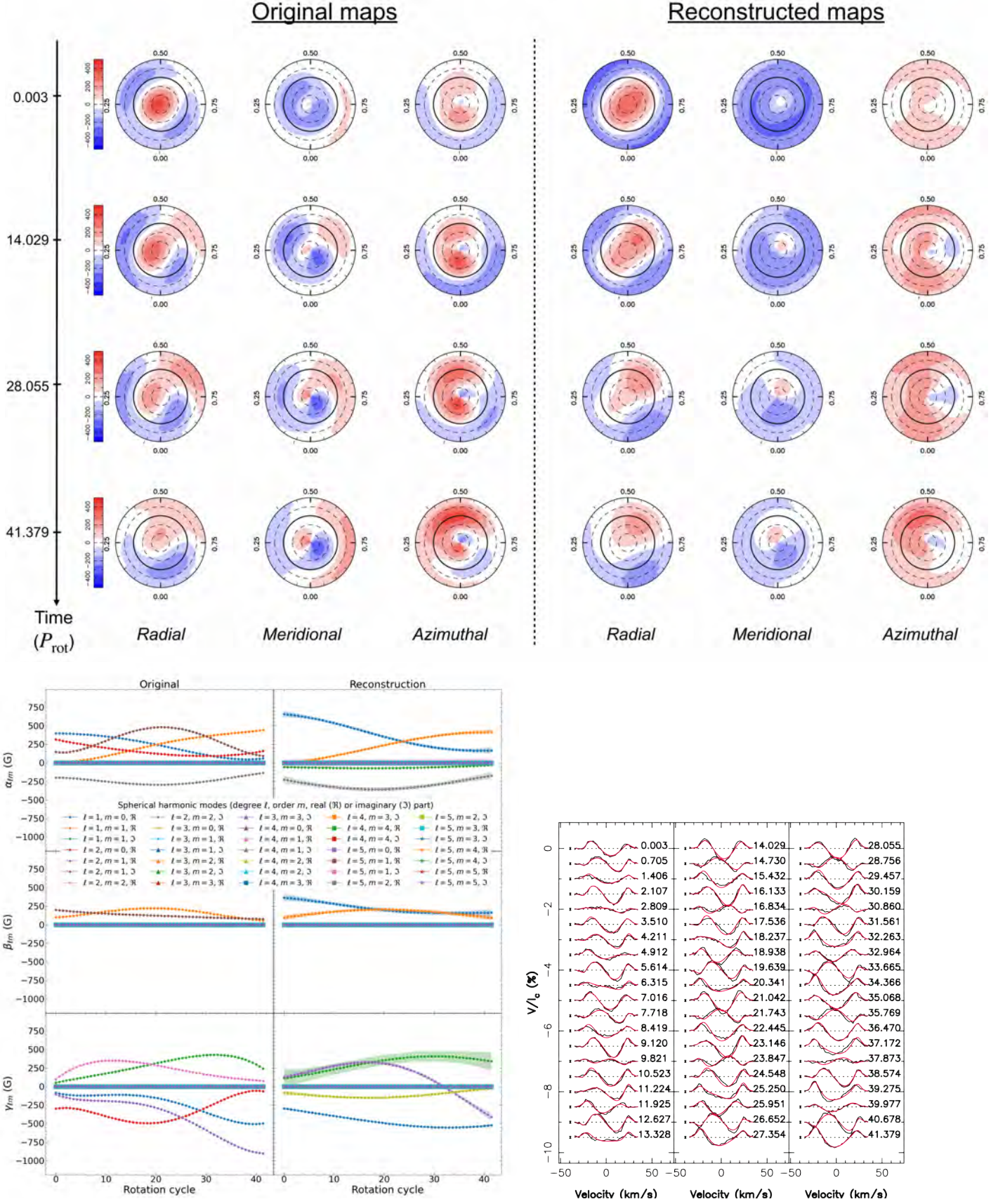


Figure F1: Same as Fig. A1 when reconstructing the reference case (Sec. 3.3) using  $n = 3$  in the selection process, corresponding to a sampling of 1.4 rotation cycles (4.1 d).



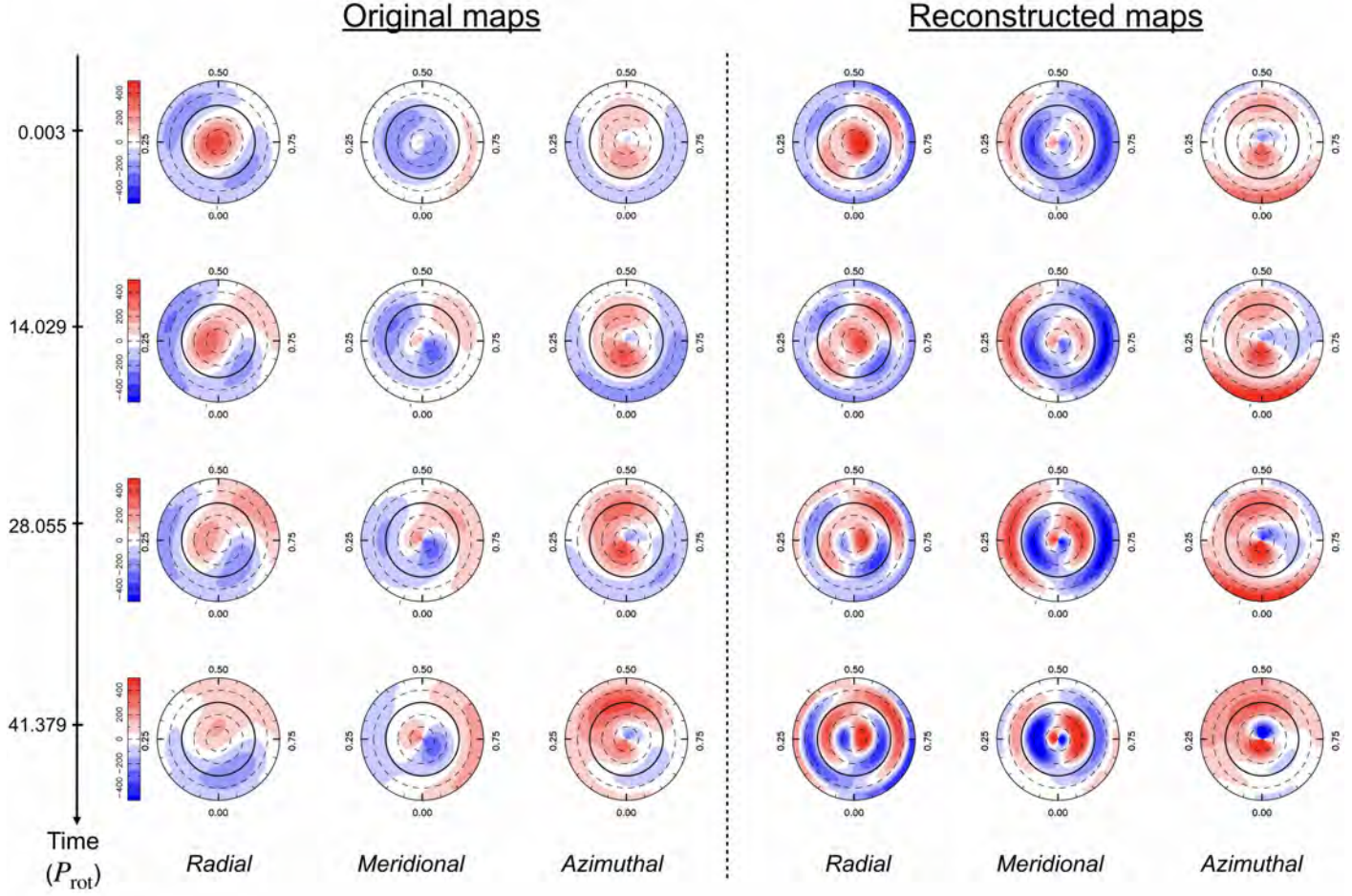


Figure F2: Same as Fig. A1 when reconstructing the reference case (Sec. 3.3) using  $n = 12$  in the selection process, corresponding to a sampling of 7.7 rotation cycles (22.3 d).

# The active weak-line T Tauri star LkCa 4 observed with SPIRou and TESS

B. Finociety<sup>1</sup> \*, J.-F. Donati<sup>1</sup>, K. Grankin<sup>2</sup>, J. Bouvier<sup>3</sup>, S. Alencar<sup>4</sup>, F. Ménéard<sup>3</sup>, T.P. Ray<sup>5</sup>,

Á. Kóspál<sup>6</sup> and the SLS consortium

<sup>1</sup> *Université de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 av. Belin, 31400 Toulouse, France*

<sup>2</sup> *Crimean Astrophysical Observatory, 298409 Nauchny, Republic of Crimea*

<sup>3</sup> *Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France*

<sup>4</sup> *Departamento de Física - ICEx - UFMG, Av. Antonio Carlos 6627, 30270-901 Belo Horizonte, MG, Brazil*

<sup>5</sup> *Dublin Institute for Advanced Studies, Dublin, Ireland*

<sup>6</sup> *Konkoly Observatory, Research Centre for Astronomy and Earth Sciences, Konkoly-Thege Miklós út 15-17, 1121 Budapest, Hungary*

Accepted 2023 January 23. Received 2023 January 23; in original form 2022 November 25

## ABSTRACT

We report results of a spectropolarimetric and photometric monitoring of the weak-line T Tauri star LkCa 4 within the SPIRou Legacy Survey large programme, based on data collected with SPIRou at the Canada-France-Hawaii Telescope and the TESS space probe between October 2021 and January 2022. We applied Zeeman-Doppler Imaging to our spectropolarimetric and photometric data to recover a surface brightness distribution compatible with TESS photometry, as well as the large-scale magnetic topology of the star. As expected from the difference in wavelength between near-infrared and optical data, the recovered surface brightness distribution is less contrasted than the previously published one based on ESPaDOnS data, but still features mid-latitude dark and bright spots. The large-scale magnetic field is consistent in shape and strength with the one derived previously, with a poloidal component resembling a 2.2 kG dipole and a toroidal component reaching 1.4 kG and encircling the star at the equator. Our new data confirm that the surface differential rotation of LkCa 4 is about 10 times weaker than that of the Sun, and significantly different from zero. Using our brightness reconstruction and Gaussian Process Regression, we were able to filter the radial velocity activity jitter down to a precision of 0.45 and 0.38 km s<sup>-1</sup> (from an amplitude of 6.10 km s<sup>-1</sup>), respectively, yielding again no evidence for a close-in massive planet orbiting the star.

**Key words:** techniques: polarimetric – stars: activity – stars: imaging – stars: individual: LkCa 4 – stars: magnetic field

## 1 INTRODUCTION

At an age of a few Myr, young low-mass stars ( $M_* < 2 M_\odot$ ) emerge from their dust cocoon and become T Tauri stars (TTs). These pre-main sequence (PMS) stars are still undergoing a phase of contraction towards the main sequence (MS). One distinguishes two kinds of TTs, the classical T Tauri stars (cTTs) accreting material from the circumstellar disc in which planets are in the process of formation, and the weak-line T Tauri stars (wTTs), the accretion disc of which has mostly dissipated. TTs are key targets to constrain theoretical models of stellar and planetary formation.

In particular, studying the magnetic field of these stars is of crucial importance given the essential role it plays at early stages of stellar evolution, controlling the accretion/ejection process at work in cTTs and therefore angular momentum evolution of TTs (Bouvier et al. 2007; Frank et al. 2014). Thanks to high-resolution spectropolarimeters such as ESPaDOnS (Donati 2003), on the 3.6m Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), a small sample of cTTs has been studied over the last two decades. These studies reveal that cTTs host strong large-scale magnetic fields of a few hundred gauss to a few kilogauss (e.g. Donati et al. 2007, 2011, 2013; Alencar et al. 2012; Bouvier et al. 2020), the topology of which mainly reflects

the internal structure of the star (Donati & Landstreet 2009; Morin et al. 2010; Gregory et al. 2012). More specifically, the topology is more complex and departs from a low-order, mainly axisymmetric poloidal field when the star becomes largely radiative.

wTTs are also targets of interest for further constraining stellar and planetary evolution models, as TTs evolve from cTTs to wTTs and post TTs. A Large Programme named ‘Magnetic Topologies of Young Stars and the Survival of close-in giant Exoplanets’ (MaTYSSSE) carried out with ESPaDOnS, was dedicated to the observation of a few tens of wTTs to study their large-scale magnetic fields and investigate how different they are compared to those hosted by cTTs. Studies carried out as part of the MaTYSSSE programme showed that most wTTs follow magnetic trends similar to those of cTTs, i.e. with strong, simple and mostly axisymmetric large-scale poloidal fields when the star is fully convective. However, some depart from this picture like, e.g., the fully convective stars V410 Tau (Yu et al. 2019; Finociety et al. 2021) and LkCa 4 (Donati et al. 2014) that also exhibit a strong toroidal field. Another goal of MaTYSSSE was to search for close-in massive planets (called hot Jupiters/hJs) orbiting wTTs, in order to constrain evolutionary models at early stages of planet formation. This effort led to the detection of hJs around 2 wTTs, namely TAP 26 (Yu et al. 2017) and V830 Tau (Donati et al. 2017), through the periodic modulation of

\* E-mail: benjamin.finociety@irap.omp.eu

the radial velocity (RV) of the host star induced by the presence of these massive planets.

New opportunities to investigate the properties of TTSs came with the recently installed near-infrared (NIR) high-resolution spectropolarimeter and high-precision velocimeter SPIRou (Donati et al. 2020) at CFHT. In particular, the SPIRou Legacy Survey (SLS) Large Programme, allocated 310 nights at CFHT, includes a work package dedicated to the study of large-scale magnetic fields of cTTSs and wTTSs, and to the detection of hJs around such stars. As the Zeeman effect is enhanced at NIR wavelengths with respect to the optical domain, SPIRou is especially well suited for magnetic studies of TTSs, that are also often brighter in this spectral range. Moreover, we expect the RV activity jitter induced by the star itself to be smaller in the NIR thanks to the lower brightness contrast between surface features (spots, plages) and the quiet photosphere (e.g. Mahmud et al. 2011; Crockett et al. 2012), making it easier to detect the potential presence of close-in massive planets around these very active stars.

In this paper, we focus on the wTTS LkCa 4 we observed in the framework of SLS, in order to perform an analysis similar to that achieved for V410 Tau (Finociety et al. 2021). LkCa 4 is a young single fully-convective K7 wTTS (Herbig et al. 1986; Grankin 2013) with a logarithmic luminosity relative to the Sun of  $\log L_*/L_\odot = -0.04 \pm 0.11$ , an effective temperature and a logarithmic gravity of  $T_{\text{eff}} = 4100 \pm 50$  K and  $\log g = 3.8 \pm 0.1$  (Donati et al. 2014), located in the Taurus star-forming region (Herbig et al. 1986; White & Ghez 2001; Kraus et al. 2011; Grankin 2013) at a distance of  $129.8 \pm 0.3$  pc (Gaia Collaboration et al. 2021). This star belongs to the C2-L1495 cloud, whose distance (129.53 pc) and age ( $1.34 \pm 0.19$  Myr) were recently estimated from GAIA data (Krolkowski et al. 2021). Using PMS evolution models of Siess et al. (2000), one finds that LkCa 4 is aged  $\sim 2$  Myr, with a mass and a radius of  $0.79 \pm 0.05 M_\odot$  and  $2.0 \pm 0.2 R_\odot$ , respectively (Donati et al. 2014). Using the more recent evolutionary models of Baraffe et al. (2015), we derive for LkCa 4 an age of  $\sim 1.3$  Myr, consistent with that of the C2-L1495 cloud, along with a mass of  $0.73 \pm 0.05 M_\odot$  and a radius of  $1.9 \pm 0.2 R_\odot$ . Given the distance, temperature and radius, and the visual extinction derived for this star ( $A_V = 0.68 \pm 0.15$ , Donati et al. 2014), we infer an unspotted  $V$  magnitude of 11.97 for LkCa 4, i.e., significantly brighter than the average observed  $V$  magnitude (12.624, Grankin et al. 2008), indicating that the star is heavily spotted. A recent study based on optical and NIR spectra further confirms this conclusion, suggesting that as much as 80% of surface of LkCa 4 may host dark brightness features (Gully-Santiago et al. 2017).

Based on optical data collected with ESPaDOnS in 2014 in the framework of the MaTYSSSE programme, our first study of LkCa 4 (Donati et al. 2014) concluded that the large-scale magnetic field of this star consists of a strong and simple, mostly axisymmetric, poloidal field (featuring a dipole component of 1.6 kG), and of a 1 kG toroidal component. In addition, the reconstructed brightness image features a dark polar spot as well as a warm plage at intermediate latitude that cover altogether about 25% of the visible surface. These features induce large photometric and velocimetric variations that were reasonably well modeled using tomographic techniques like Zeeman-Doppler Imaging (ZDI; Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006). The results of this study also illustrated that such techniques can mitigate the activity jitter in RV curves up to a RV precision of  $0.055 \text{ km s}^{-1}$ , and suggest that there is no hJ more massive than  $1 M_{\text{jup}}$  orbiting LkCa 4 at a distance of 0.1 au or closer (i.e. no planet-induced RV signal with a semi-amplitude larger than  $0.1 \text{ km s}^{-1}$  was observed). Finally, Donati et al. (2014) also reported that the differential rotation (DR) at the

surface of LkCa 4 is much lower than that of the Sun, and potentially equal to 0 (solid-body rotation).

As a follow-up to this optical analysis, LkCa 4 has been monitored with SPIRou in the framework of the SLS from 2021 October 14 to 2022 January 30, contemporaneously with the Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) from 2021 September 16 to November 06, during Sectors 43 and 44. Ground-based photometric measurements were also collected at the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) during the same observing period as SPIRou. We start this paper with a detailed description of our data set (Sec. 2). We then present the results obtained when applying ZDI to recover the brightness distribution and large-scale magnetic field at the surface of the star (Sec. 3). We investigate the activity of LkCa 4 with velocimetric measurements in Sec. 4 and through the study of three specific lines, known to be activity proxies in the NIR (the He I triplet at 1083.3 nm, the Paschen  $\beta$  and Brackett  $\gamma$  lines) in Sec. 5. We finally summarize and discuss our results in Sec. 6.

## 2 OBSERVATIONS

### 2.1 SPIRou observations

We observed LkCa 4 with SPIRou, collecting high-resolution spectra ranging from 950 to 2500 nm at a spectral resolving power of  $\sim 70,000$  (Donati et al. 2020) between 2021 Oct 14 and 2022 Jan 30. Our dataset consists of 41 spectropolarimetric observations, each composed of a sequence of 4 subexposures of 550 s taken at different azimuths of the polarimeter retarder in order to remove (to first order) potential sources of spurious polarisation signals and systematic errors (Donati et al. 1997). These data were reduced using the Libre-ESPRIT pipeline, initially developed for ESPADOnS (Donati et al. 1997), and adapted for SPIRou observations (Donati et al. 2020). Telluric correction was performed with a PCA approach similar to that outlined in Artigau et al. (2014). This yielded telluric-corrected spectra in both unpolarized (Stokes  $I$ ) and circularly polarized (Stokes  $V$ ) spectra, with a signal-to-noise ratio (SNR) per pixel in the  $H$  band ranging from 130 to 213 (median of 192). A full journal of observations is given in Table 1.

We applied Least-Square Deconvolution (LSD; Donati et al. 1997) to all our spectra, using a mask generated with the VALD-3 database (Ryabchikova et al. 2015) and containing only (moderate to strong) atomic lines with known Landé factor, and a relative depth (with respect to the continuum) of at least 3 per cent. This process provided Stokes  $I$  LSD profiles with average noise levels, expressed in units of the unpolarized continuum, ranging from  $5.6 \times 10^{-4}$  to  $1.7 \times 10^{-3}$  (median value of  $6.7 \times 10^{-4}$ ) and Stokes  $V$  LSD profiles with average noise levels ranging from  $1.8$  to  $3.4 \times 10^{-4}$  (median of  $2.1 \times 10^{-4}$ ). Strong Zeeman signatures are observed in Stokes  $V$  LSD profiles, with peak-to-peak amplitudes of typically 0.5%. The very obvious distortions in the shape of the Stokes  $I$  profiles indicate that large features are present at the stellar surface, which is further confirmed by the large amplitude of the photometric light curves (see Sec. 2.2).

We note that molecular lines located between 1500 and 1800 nm are affected by solar contamination. Applying LSD with a mask containing both atomic and molecular lines therefore does not improve and even degrades the SNRs of the Stokes  $I$  profiles; hence, we did not use such a mask for studying the brightness of LkCa 4 in contrast with what had been done for V410 Tau (Finociety et al. 2021).



**Table 1.** Spectropolarimetric observations of LkCa 4 collected with SPIRou between 2021 October and 2022 January. Columns 1 to 4 list the date, the Coordinated Universal Time, the Barycentric Julian Date and the rotation cycle (computed as indicated in Sec. 2.2.1). Columns 5 to 7 give the SNRs of the spectra in the *H* band, in the Stokes *I* and *V* LSD profiles while column 8 details the equivalent width of the Stokes *I* LSD profiles. From column 9 to 13, we list the measured RV, the longitudinal magnetic field, and the activity indicators, named EWVs (see Sec. 5), computed from the He I triplet at 1083.3 nm, Paschen  $\beta$  and Brackett  $\gamma$  lines, along with their error bars estimated from photon noise only (the number in parenthesis corresponds to the error bar taking into account intrinsic variability, see Sec. 5).

Date	UTC	BJD	Cycle	SNR	SNR <sub>I</sub>	SNR <sub>V</sub>	EW	RV	B <sub>l</sub>	Activity proxies		
										He I (pm)	Pa $\beta$ (pm)	Br $\gamma$ (pm)
		2459000+					(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )	(G)			
2021 October 14	12:34:10	502.024	0.000	185	1285	4405	1.166 ± 0.016	2.000 ± 0.176	44 ± 16	3.9 ± 0.7 (5.4)	3.2 ± 0.8 (1.9)	-7.5 ± 2.6 (6.6)
2021 October 15	12:11:33	503.008	0.292	162	1094	3975	1.015 ± 0.016	-0.669 ± 0.209	227 ± 18	-2.2 ± 0.7 (5.4)	-3.6 ± 0.8 (1.9)	-5.1 ± 2.6 (6.6)
2021 October 19	13:49:55	507.076	1.498	205	1522	5180	1.341 ± 0.015	-1.327 ± 0.143	135 ± 13	-11.6 ± 0.7 (5.4)	-3.7 ± 0.8 (1.9)	-5.6 ± 2.6 (6.6)
2021 October 20	12:48:26	508.034	1.782	191	1503	4851	1.415 ± 0.015	0.766 ± 0.135	227 ± 13	-9.9 ± 0.7 (5.4)	1.2 ± 0.8 (1.9)	-4.9 ± 2.6 (6.6)
2021 October 21	12:52:10	509.036	2.080	173	1365	3898	1.170 ± 0.015	-0.097 ± 0.172	182 ± 19	3.5 ± 0.7 (5.4)	2.5 ± 0.8 (1.9)	-6.5 ± 2.6 (6.6)
2021 October 22	12:52:41	510.037	2.376	145	1282	3631	1.289 ± 0.017	0.047 ± 0.172	184 ± 19	-18.9 ± 0.7 (5.4)	-3.7 ± 0.8 (1.9)	-4.7 ± 2.6 (6.6)
2021 October 23	12:35:50	511.025	2.669	199	1614	5295	1.456 ± 0.014	-1.163 ± 0.131	226 ± 12	-8.8 ± 0.7 (5.4)	-1.0 ± 0.8 (1.9)	-2.9 ± 2.6 (6.6)
2021 October 24	13:17:42	512.054	2.975	154	1387	3813	1.256 ± 0.016	2.621 ± 0.165	47 ± 19	5.0 ± 0.7 (5.4)	6.0 ± 0.8 (1.9)	-2.9 ± 2.6 (6.6)
2021 October 25	08:44:44	512.864	3.215	194	1486	4517	1.255 ± 0.015	-1.313 ± 0.150	252 ± 16	1.1 ± 0.7 (5.4)	-2.9 ± 0.8 (1.9)	-6.3 ± 2.6 (6.6)
2021 October 26	11:57:48	513.998	3.551	199	1575	5157	1.402 ± 0.015	-1.607 ± 0.140	152 ± 13	-10.4 ± 0.7 (5.4)	-3.6 ± 0.8 (1.9)	-2.1 ± 2.6 (6.6)
2021 October 28	13:15:21	516.052	4.160	169	1455	4323	1.262 ± 0.016	-1.779 ± 0.164	228 ± 17	-2.0 ± 0.7 (5.4)	1.5 ± 0.8 (1.9)	-2.5 ± 2.6 (6.6)
2021 November 18	13:51:48	537.078	10.396	188	1618	4597	1.378 ± 0.014	-0.264 ± 0.133	176 ± 15	-7.9 ± 0.7 (5.4)	-1.1 ± 0.8 (1.9)	-0.0 ± 2.6 (6.6)
2021 November 19	12:16:07	538.011	10.672	210	1563	5203	1.393 ± 0.015	-2.637 ± 0.132	217 ± 12	-1.1 ± 0.7 (5.4)	-1.7 ± 0.8 (1.9)	-3.1 ± 2.6 (6.6)
2021 November 20	10:58:17	538.957	10.953	176	1611	4367	1.334 ± 0.014	2.960 ± 0.142	47 ± 16	4.8 ± 0.7 (5.4)	5.9 ± 0.8 (1.9)	-2.1 ± 2.6 (6.6)
2021 November 21	11:06:06	539.963	11.251	196	1590	4939	1.330 ± 0.014	-1.245 ± 0.140	230 ± 14	-2.5 ± 0.7 (5.4)	-3.4 ± 0.8 (1.9)	-3.4 ± 2.6 (6.6)
2021 November 22	11:39:43	540.986	11.555	200	1673	5173	1.467 ± 0.014	-1.392 ± 0.124	160 ± 13	-8.9 ± 0.7 (5.4)	-2.7 ± 0.8 (1.9)	-5.3 ± 2.6 (6.6)
2021 December 9	10:52:45	557.953	16.586	192	1618	4161	1.462 ± 0.014	-1.676 ± 0.130	168 ± 16	-3.0 ± 0.7 (5.4)	-0.2 ± 0.8 (1.9)	2.6 ± 2.6 (6.6)
2021 December 10	10:15:39	558.928	16.875	191	1603	4788	1.385 ± 0.014	2.357 ± 0.133	156 ± 14	4.1 ± 0.7 (5.4)	-0.2 ± 0.8 (1.9)	0.9 ± 2.6 (6.6)
2021 December 11	10:21:37	559.932	17.173	138	1441	3301	1.270 ± 0.015	-1.817 ± 0.159	217 ± 22	1.0 ± 0.7 (5.4)	-3.1 ± 0.8 (1.9)	-2.8 ± 2.6 (6.6)
2021 December 12	10:29:22	560.937	17.471	143	1613	3552	1.410 ± 0.014	-0.680 ± 0.133	104 ± 19	-1.5 ± 0.7 (5.4)	-1.7 ± 0.8 (1.9)	-1.4 ± 2.6 (6.6)
2021 December 14	13:25:28	563.059	18.101	158	1466	3620	1.281 ± 0.015	-0.254 ± 0.164	191 ± 20	2.7 ± 0.7 (5.4)	-1.6 ± 0.8 (1.9)	5.3 ± 2.6 (6.6)
2021 December 15	08:07:13	563.838	18.332	152	1497	3573	1.374 ± 0.015	-0.172 ± 0.145	223 ± 19	-11.9 ± 0.7 (5.4)	-6.3 ± 0.8 (1.9)	1.4 ± 2.6 (6.6)
2021 December 16	09:45:41	564.907	18.649	169	1623	4215	1.483 ± 0.014	-1.584 ± 0.128	200 ± 15	-3.0 ± 0.7 (5.4)	-0.8 ± 0.8 (1.9)	0.4 ± 2.6 (6.6)
2021 December 18	10:11:50	566.925	19.247	157	1114	3661	1.208 ± 0.018	-1.250 ± 0.202	231 ± 19	-3.1 ± 0.7 (5.4)	-6.7 ± 0.8 (1.9)	-0.3 ± 2.6 (6.6)
2022 January 6	10:01:22	585.918	24.880	213	1139	5683	1.463 ± 0.021	2.869 ± 0.191	136 ± 12	6.7 ± 0.7 (5.4)	3.8 ± 0.8 (1.9)	-2.3 ± 2.6 (6.6)
2022 January 8	09:41:27	587.904	25.469	197	1516	5119	1.386 ± 0.015	0.121 ± 0.142	144 ± 13	-2.4 ± 0.7 (5.4)	0.8 ± 0.8 (1.9)	3.8 ± 2.6 (6.6)
2022 January 9	09:43:21	588.905	25.766	203	1773	5150	1.478 ± 0.013	0.189 ± 0.111	236 ± 12	3.5 ± 0.7 (5.4)	0.6 ± 0.8 (1.9)	2.9 ± 2.6 (6.6)
2022 January 10	10:53:03	589.954	26.076	195	1630	4628	1.274 ± 0.014	0.133 ± 0.145	162 ± 16	-1.0 ± 0.7 (5.4)	5.6 ± 0.8 (1.9)	2.2 ± 2.6 (6.6)
2022 January 11	06:00:12	590.750	26.313	209	1740	5399	1.423 ± 0.013	-0.209 ± 0.130	211 ± 13	-3.8 ± 0.7 (5.4)	-3.7 ± 0.8 (1.9)	-4.3 ± 2.6 (6.6)
2022 January 12	10:19:13	591.930	26.663	205	1588	5029	1.474 ± 0.015	-1.348 ± 0.128	206 ± 13	-1.3 ± 0.7 (5.4)	-0.2 ± 0.8 (1.9)	3.0 ± 2.6 (6.6)
2022 January 13	09:46:35	592.907	26.952	195	919	5014	0.846 ± 0.016	3.462 ± 0.245	86 ± 14	-0.3 ± 0.7 (5.4)	3.4 ± 0.8 (1.9)	13.7 ± 2.6 (6.6)
2022 January 15	10:15:20	594.927	27.551	207	1502	5161	1.419 ± 0.015	-0.718 ± 0.151	137 ± 13	2.8 ± 0.7 (5.4)	1.2 ± 0.8 (1.9)	4.9 ± 2.6 (6.6)
2022 January 18	09:43:56	597.906	28.435	205	1100	4909	0.999 ± 0.015	0.509 ± 0.195	152 ± 14	4.1 ± 0.7 (5.4)	-0.4 ± 0.8 (1.9)	12.1 ± 2.6 (6.6)
2022 January 19	09:08:20	598.881	28.724	208	1282	5238	1.267 ± 0.015	-0.503 ± 0.156	254 ± 12	3.0 ± 0.7 (5.4)	-1.2 ± 0.8 (1.9)	6.1 ± 2.6 (6.6)
2022 January 20	08:50:05	599.868	29.017	199	641	5342	1.209 ± 0.037	0.740 ± 0.368	75 ± 14	-0.7 ± 0.7 (5.4)	5.1 ± 0.8 (1.9)	12.3 ± 2.6 (6.6)
2022 January 21	08:56:25	600.873	29.315	205	1041	4678	0.952 ± 0.015	0.265 ± 0.225	182 ± 15	0.4 ± 0.7 (5.4)	-2.6 ± 0.8 (1.9)	8.6 ± 2.6 (6.6)
2022 January 22	08:02:07	601.835	29.600	130	1235	2938	1.451 ± 0.019	-1.185 ± 0.159	177 ± 22	-1.1 ± 0.7 (5.4)	2.4 ± 0.8 (1.9)	3.2 ± 2.6 (6.6)
2022 January 24	09:09:48	603.882	30.207	196	682	5684	1.306 ± 0.036	-1.913 ± 0.336	200 ± 13	15.8 ± 0.7 (5.4)	0.5 ± 0.8 (1.9)	9.0 ± 2.6 (6.6)
2022 January 25	09:17:16	604.887	30.505	169	1032	4177	1.462 ± 0.023	-0.432 ± 0.212	117 ± 16	2.1 ± 0.7 (5.4)	4.3 ± 0.8 (1.9)	5.4 ± 2.6 (6.6)
2022 January 28	08:31:31	607.855	31.385	172	1220	3723	1.509 ± 0.020	-0.355 ± 0.183	200 ± 18	-1.6 ± 0.7 (5.4)	-0.1 ± 0.8 (1.9)	0.7 ± 2.6 (6.6)
2022 January 30	08:28:11	609.853	31.978	182	576	3962	1.116 ± 0.038	0.963 ± 0.418	102 ± 18	3.9 ± 0.7 (5.4)	3.7 ± 0.8 (1.9)	27.1 ± 2.6 (6.6)

## 2.2 Photometric observations

### 2.2.1 TESS light curve

LkCa 4 (TIC 58108662) was also observed by TESS (Ricker et al. 2014), with a cadence of 2 min, during the monitoring of Sectors 43 (2021 Sep 16 – Oct 12) and 44 (2021 Oct 12 – Nov 06) over a total time span of 49 d. The second monitoring was contemporaneous with SPIRou observations, although both instruments are sensitive to different wavelengths (the TESS filter being centred close to the mean wavelength of the  $I_c$  band).

The TESS data were processed by the Science Processing Operations Center (SPOC; Jenkins et al. 2016) data pipeline (version 5.0). For each sector, the observations were stopped for about 1 d between two physical orbits of the telescope to download the data, yielding a total of about 46 d of science observations<sup>1</sup>. As we want to use these data to characterise stellar variability, we kept the Pre-search Data Conditioning Single Aperture Photometry (PDCSAP) flux, already corrected for instrumental variations and contamination from nearby stars (Smith et al. 2012; Stumpe et al. 2012, 2014), that was not flagged by the SPOC pipeline.

We filtered the light curves from flares by applying the same  $3\sigma$ -clipping process involving Gaussian Process Regression (GPR;

Rasmussen & Williams 2006) as in Finocietty et al. (2021). The obtained filtered light curve (see Fig. 1) was then modelled using a Gaussian Process (GP) with a quasi-periodic kernel (Eq. (1)) known to be adapted for the description of signals induced by stellar activity (Rajpaul et al. 2015) :

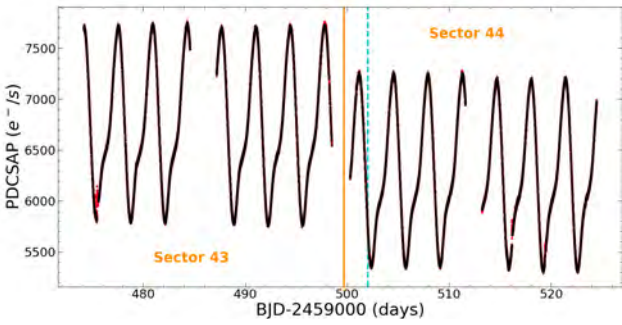
$$k(t, t') = \theta_1^2 \exp \left[ -\frac{(t - t')^2}{2\theta_2^2} - \frac{\sin^2 \left( \frac{(t - t')\pi}{\theta_3} \right)}{2\theta_4^2} \right] \quad (1)$$

where  $t$  and  $t'$  are the dates associated with two different observations.  $\theta_1$  corresponds to the amplitude of the GP,  $\theta_2$  represents the exponential decay time-scale (giving an estimate of the typical spot lifetime),  $\theta_3$  is the recurrence time-scale (expected to be equal, or very close, to the stellar rotation period) and  $\theta_4$  is the smoothing parameter controlling the short-term variations that are included in the fit.

We find that the decay time-scale is equal to  $150 \pm 37$  d, indicating that the light curve is very close to a purely periodic signal over the time interval covered by the TESS data (i.e. the spot distribution does not evolve much over the time span of the TESS observations). We also estimate  $\theta_3 = 3.372 \pm 0.002$  d, thus consistent with the stellar rotation period of 3.374 d previously reported by Grankin et al. (2008) and  $\theta_4 = 0.612 \pm 0.096$ . We see a vertical jump in the light curve between Sectors 43 and 44 (BJD  $\approx$  2459500), likely due to instrumental effects. As part of the process, we therefore derived the best constant mean value of each Sector to model the

<sup>1</sup> Details on the processing of the data can be found in the Data Release notes of Sector 43 and 44 (DR62 and DR64) available at [https://archive.stsci.edu/tess/tess\\_drn.html](https://archive.stsci.edu/tess/tess_drn.html).





**Figure 1.** TESS Pre-search Data Conditioning Single Aperture Photometry. The black dots correspond to the filtered light curve while the red ones are those that were either rejected by our  $3\sigma$ -clipping process or flagged by the SPOC pipeline. The cyan dashed vertical line denotes the start of the SPIRou monitoring while the orange vertical line delimits the light curve of Sector 43 from that of Sector 44.

flux with the GP, found to be equal to  $m_1 = 6584 \pm 417 \text{ e}^-/\text{s}$  and  $m_2 = 6154 \pm 417 \text{ e}^-/\text{s}$  for Sector 43 and 44, respectively. We also notice a vertical shift between the first and second half of the TESS light curve associated with Sector 44 (around  $\text{BJD} = 2459515$ ), that we corrected (by increasing the lower section) to ensure that both parts of the curve have the same mean level.

We used the stellar rotation period derived from our filtered TESS light curve to compute the rotational cycles  $c$  according to:

$$\text{BJD (d)} = 2459502.02 + 3.372 c \quad (2)$$

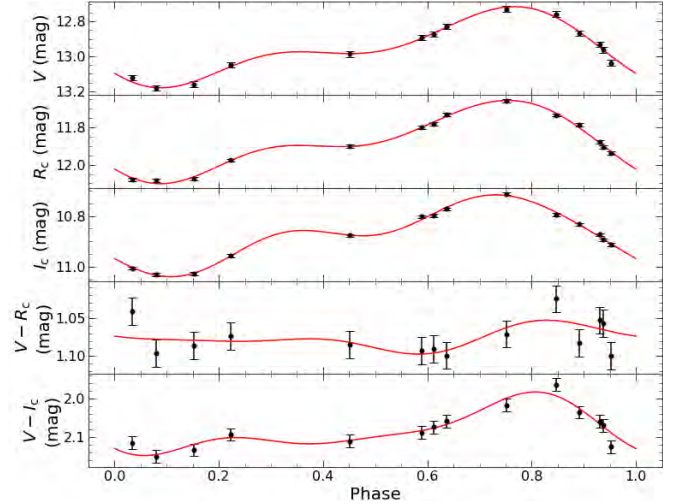
where the initial date ( $\text{BJD}_0 = 2459502.02$ ) was arbitrarily chosen to correspond to the date of our first SPIRou observation of LkCa 4.

The TESS monitoring of Sector 44 being contemporaneous with SPIRou observations, we also computed relative photometry (with respect to the mean value  $m_2$  derived through GPR) and median time every 20 points, resulting in 741 photometric data points to be included in the imaging process, for which we set the uncertainty to 2.4 mmag (see Sec. 3), i.e. equal to the RMS dispersion of the selected TESS data about the GPR fit, and slightly larger than the nominal error bar of the TESS data, of 1.9 mmag.

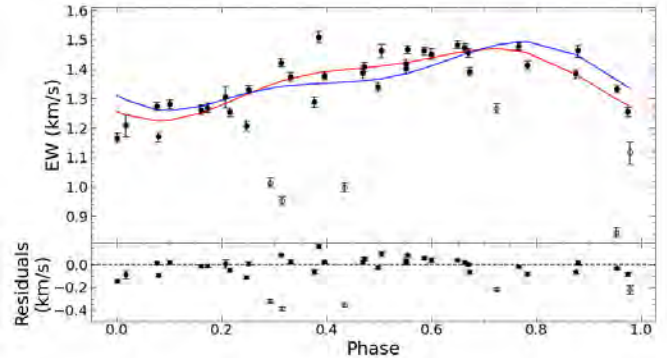
### 2.2.2 Ground-based observations

Fourteen additional photometric observations were collected in the  $V$ ,  $R_j$ ,  $R_c$ ,  $I_j$  and  $I_c$  bands with the ground-based CrAO 1.25-m AZT-11 telescope from 2021 Oct 10 to 2022 Jan 27. The full log of these observations can be found in Table A1.

These measurements also show a brightness modulation, that can be fitted with a periodic function (sine wave plus two harmonics) as shown in Fig. 2, assuming the stellar rotation period derived from the TESS light curve. As no nominal uncertainties are available, we estimated empirical error bars by setting them to ensure a unit reduced chi-squared ( $\chi_r^2$ ) between the measurements and the model. Using only the magnitudes in the  $V$ ,  $R_c$  and  $I_c$  bands, we found typical uncertainties of 16, 9 and 6 mmag, for each band respectively. As expected, we see that the amplitude of the light curve decreases with wavelength and is equal to  $0.464 \pm 0.020$ ,  $0.447 \pm 0.011$  and  $0.323 \pm 0.008 \text{ mag}$  in the  $V$ ,  $R_c$  and  $I_c$  bands, the latter being consistent with the TESS light curve featuring a full amplitude of  $0.3207 \pm 0.0006 \text{ mag}$ . The observed photometric modulation clearly reflects the presence of large surface inhomogeneities coming in and going out of the observer's view as the star rotates.



**Figure 2.** Magnitudes in the  $V$ ,  $R_c$ ,  $I_c$  bands (1<sup>st</sup> to 3<sup>rd</sup> panels) and  $V - R_c$  and  $V - I_c$  colour indexes (4<sup>th</sup> and 5<sup>th</sup> panels) collected with the ground-based AZT-11 telescope at the CrAO between 2021 October and 2022 January. For the three first panels, the red line corresponds to a fit to the data involving a sine wave and the first two harmonics. The empirical error bars on the magnitudes are then set to ensure a unit  $\chi_r^2$  between the data and these models (16, 9 and 6 mmag for the  $V$ ,  $R_c$  and  $I_c$  bands, respectively). For the last two panels, the red curves depict the difference between the previous models. All light curves are phased using the ephemeris of Sec. 2.2.1.

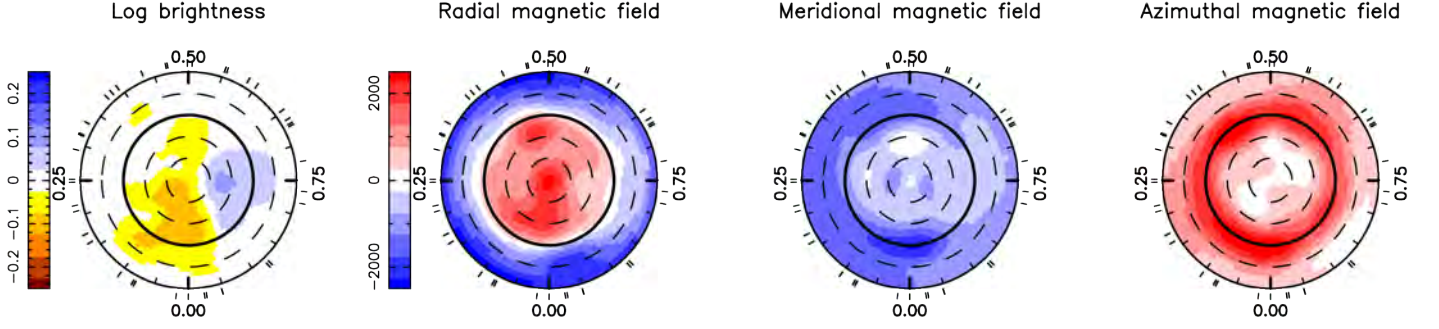


**Figure 3.** Phase-folded EWs of the Stokes  $I$  LSD profiles. *Top panel:* The measurements along with their error bars are shown as black dots. The ZDI fit is displayed as a blue line while the red curve corresponds to a periodic fit (including the fundamental and the first harmonic) to the measurements associated with a full circle (the open circles being rejected through a  $\sigma$ -clipping process). Both models show a full amplitude of  $\sim 0.25 \text{ km s}^{-1}$ , corresponding to a peak-to-peak variation of 20%. *Bottom panel:* Residuals between the measurements and the ZDI fit, with a RMS dispersion of  $0.06 \text{ km s}^{-1}$  (when excluding the open circles).

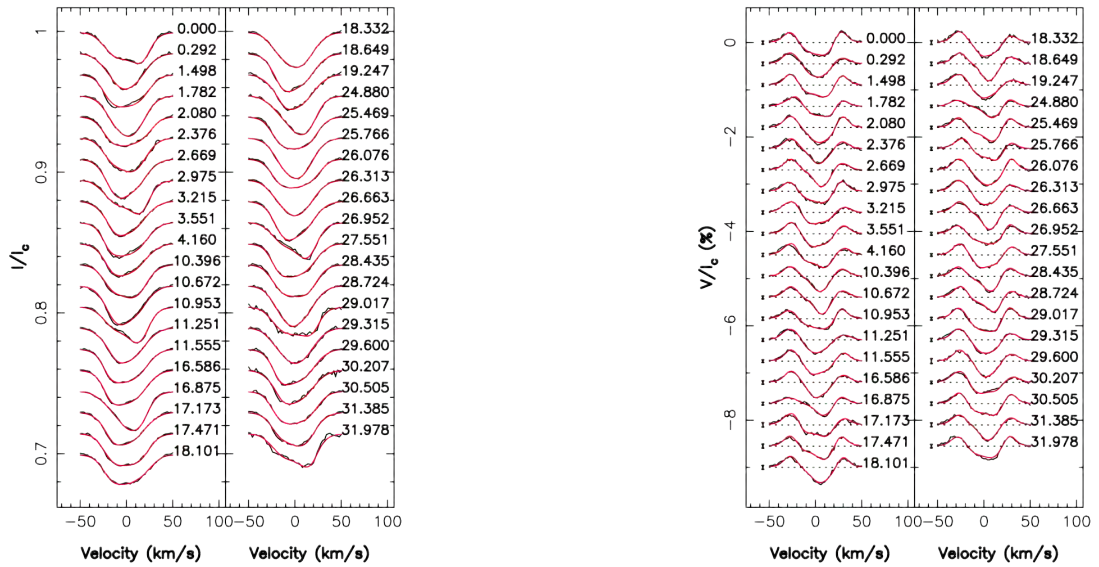
## 3 TOMOGRAPHIC IMAGING

ZDI (Semel 1989; Brown et al. 1991; Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006, 2014) is an efficient tomographic technique inspired from medical applications allowing one to recover the brightness distribution and large-scale magnetic topology at the surface of an active star. We applied this technique on both our sets of Stokes  $I$  and Stokes  $V$  LSD profiles to recover brightness and magnetic maps of LkCa 4.

ZDI is an iterative process based on the principles of maximum entropy that iteratively inverts sets of Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles,



**Figure 4.** ZDI maps of the logarithmic brightness surface (left panel), radial, meridional and azimuthal magnetic field components (second to fourth panels). The star is shown in a flattened polar view, with the pole at the center, the equator as a bold circle and the  $30^\circ$  and  $60^\circ$  latitude parallels depicted in dashed circles. The star is shown down to  $-60^\circ$  below which almost nothing contributes to the data. For the brightness map, yellow/brown corresponds to dark spots while blue corresponds to warm plages. For the magnetic maps, red is associated to a radial, meridional and azimuthal field pointing outwards, polewards and counter-clockwise, respectively. The ticks around the star refer to the phases of the 41 spectropolarimetric observations collected with *SPIRou*.



**Figure 5.** Stokes  $I$  (left) and  $V$  (right) LSD profiles. For both panels, the observed Stokes profiles are shown in black while the ZDI fit is depicted as a red line. The rotation cycle associated with each observation is mentioned on the right of each profile. For Stokes  $V$  LSD profiles, we also display the  $3\sigma$  error bars on the left of each profile.

by adding brightness inhomogeneities and magnetic regions at the surface of the star and comparing the associated LSD profiles with the observed ones until reaching a unit  $\chi^2$ . In practice, the stellar surface is divided in 3000 cells; we then compute the local Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles from each cell using the Unno-Rachkovsky’s solution of the polarized radiative transfer equations in a plane-parallel Milne-Eddington atmosphere (e.g. Landi Degl’Innocenti & Landolfi 2004). The built-in prescription for the limb-darkening variations has been replaced by a linear law for the continuum only associated with a coefficient  $\epsilon = 0.3$ , consistent with  $T_{\text{eff}} = 4100$  K and  $\log g = 4.0$  (Claret & Bloemen 2011). The synthetic LSD profiles are then derived by integrating all local profiles over the visible stellar hemisphere.

The relative brightness is simply described as a set of independent values for each grid cell at the surface of the star; the large-scale magnetic field is expressed as the sum of a poloidal and a toroidal component, both described as spherical harmonic expansions (Donati et al. 2006; Finocciety & Donati 2022).

As the equivalent width (EW) of our Stokes  $I$  LSD profiles is found to be modulated with rotation phase (by about 20% peak-to-peak, see

Fig. 3), we added an empirical description of how the local profile varies with temperature. In practice, we simply assume that the depth of the local profile varies as a power  $\delta$  of the local brightness (over the limited range of brightness values that we reconstruct, see Sec. 3.1). Since the EWs of Stokes  $I$  profiles are smaller when the star is fainter, it already indicates that  $\delta$  is positive.

Given the small amount of surface differential rotation reported for LkCa 4 (Donati et al. 2014), we will first consider that the star rotates as a solid body before estimating the differential rotation parameters using our data in Sec 3.2.

We fitted our LSD profiles using a line model featuring a mean wavelength, Doppler width and Landé factor of 1750 nm,  $3.4 \text{ km s}^{-1}$  and 1.2, respectively. We set the inclination  $i = 70^\circ$  and line-of-sight projected equatorial velocity  $v \sin i = 28 \text{ km s}^{-1}$  as in Donati et al. (2014). As part of the imaging process, we also retrieve a bulk radial velocity of  $16.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , consistent with the value reported in Donati et al. (2014). Table 2 gathers all physical parameters of LkCa 4.

**Table 2.** Physical parameters of LkCa 4. From top to bottom: distance from Earth, bulk radial velocity, effective temperature, rotation period, luminosity, inclination, line-of-sight projected equatorial velocity, minimal stellar radius, stellar radius, stellar mass, logarithmic surface gravity, rotation rate at the equator, pole-to-equator rotation rate difference and age.

Parameter	Value	Reference
d (pc)	$129.8 \pm 0.3$	Gaia Collaboration et al. (2021)
Bulk RV (km s <sup>-1</sup> )	$16.9 \pm 0.8$	This work (Sec. 3)
$T_{\text{eff}}$ (K)	$4100 \pm 50$	Donati et al. (2014)
$P_{\text{rot}}$ (d)	$3.372 \pm 0.002$	This work (Secs. 2.2.1 & 4)
$\log L_*/L_{\odot}$	$-0.04 \pm 0.11$	Donati et al. (2014)
$i$ (°)	70	Donati et al. (2014)
$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	$28.0 \pm 0.5$	Donati et al. (2014)
$R_* \sin i$ (R <sub>⊙</sub> )	$1.87 \pm 0.03$	Donati et al. (2014)
$R_*$ (R <sub>⊙</sub> )	$2.0 \pm 0.2$	Donati et al. (2014)
$M_*$ (M <sub>⊙</sub> )	$0.73 \pm 0.05$	This work
$\log g$ (cgs units)	$3.8 \pm 0.1$	Donati et al. (2014)
$\Omega_{\text{eq}}$ (mrad d <sup>-1</sup> )	$1864.0 \pm 0.2$	This work (Sec. 3.2)
$d\Omega$ (mrad d <sup>-1</sup> )	$5.8 \pm 0.8$	This work (Sec. 3.2)
Age (Myr)	$\sim 1.3$	This work

### 3.1 Brightness and magnetic imaging

In this Section, we assume that the star rotates as a solid body. We first simultaneously inverted both our Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles using ZDI without including the TESS data in the fitting process. Both sets of LSD profiles were adjusted down to  $\chi_r^2 = 1$ . We show the reconstructed brightness and magnetic maps in Fig. 4 with the associated profiles in Fig. 5. At this stage, adjusting  $\delta$ , so that the modulation with rotation phase of the EW of the synthetic LSD profiles matched observations, was essential, which yielded  $\delta = 1.0 \pm 0.1$ . This ensures at the same time that the amplitude of the predicted light curve is consistent with that observed with TESS and at CrAO (once the reconstructed brightness image in the  $H$  band is translated into an  $I_c$  band image using the Planck function, assuming a photospheric temperature of 4100 K).

We note that the brightness distribution is mainly characterized by two large structures covering about 7% of the stellar surface: a dark spot at phase 0.1 spreads between the pole and the equator whereas a bright plage is reconstructed at phase 0.75. These features are the ones that generate most of the observed rotational modulation of both the light curve and the EWs of LSD Stokes  $I$  profiles. The reconstructed spot coverage is much lower than that derived by Gully-Santiago et al. (2017), reaching up to 80%, which implies that the star is most likely evenly covered with small-scale cool spots that are not resolved by ZDI.

In a second step, we reconstructed the brightness distribution and large-scale magnetic topology from the Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles and the 741 additional photometric data points, proceeding as described in Finociety et al. (2021) to take into account (with the Planck function) that the spectropolarimetric and photometric data have different average wavelengths. Both spectroscopic and photometric data were fitted down to a unit  $\chi_r^2$ . We find that the spot coverage is increased up to 9% and the reconstructed map features more low-latitude structures and enhanced contrasts between the reconstructed spots and the quiet photosphere (top panel of Fig. 6). We however see no major differences in the location of the reconstructed brightness features. The residuals in the fitted light curve show low-amplitude structures that were not fitted (bottom panel of Fig. 6), likely due to, rapidly evolving, surface features. Adding the TESS data in the fitting process does not change the magnetic maps

as the photometry mainly informs on the contrast of the brightness features.

The magnetic topology is rather simple and similar to that obtained by Donati et al. (2014) from optical data. The average magnetic strength is equal to  $\sim 1.9$  kG but can be locally more intense due to a strong radial field reaching up to  $\sim 2.3$  kG. The poloidal component of the magnetic field, enclosing  $\sim 65\%$  of the overall reconstructed magnetic energy, mainly consists of a strong and axisymmetric dipole ( $\sim 2.2$  kG) slightly tilted with respect to the rotation axis by  $3^\circ$  towards phase 0.31, concentrating about 85% of the poloidal energy. The toroidal component is also mainly axisymmetric and characterized by a strong azimuthal field ring ( $\sim 1.4$  kG) encircling the star close to the equator. We also note that the regions associated with the strongest radial field coincide more or less with the largest cool spot.

In order to investigate whether the strength of the local magnetic field may also partly explain the variations of the EW of the Stokes  $I$  LSD profiles, we attempted to reconstruct the brightness and large-scale magnetic field of LkCa 4 using the filling factors  $f_I$  and  $f_V$  describing the fraction of the grid cells covered by small- and large-scale magnetic fields and respectively affecting Stokes  $I$  and Stokes  $V$  profiles, as defined in Morin et al. (2008). More specifically,  $B/f_V$  is the local strength of the magnetic field,  $f_V$  the fraction of the cells contributing to the large-scale field, and  $f_I$  the fraction of the cells contributing to the small-scale field. Whereas we set  $f_V = f_I = 1$  for the previous reconstructions<sup>2</sup>, we now assume  $f_V = 0.5$  and  $f_I = 1$ , i.e., the local field is twice as strong as before, with only half of the cells contributing to the large-scale field and the whole cells to the small scale field. With these assumptions, we empirically find  $\delta = 0.9$  (compatible with the previous estimate), indicating that the observed variations of EW are indeed mostly due to the temperature of surface features and only slightly to the magnetic field. Besides, the reconstructed brightness and magnetic maps are globally consistent with the ones shown in Fig. 4, with slightly less contrasted brightness features and a slightly weaker magnetic field.

We computed the longitudinal field  $B_\ell$  as the first moment of the Stokes  $V$  LSD profiles (Donati et al. 1997). We find that  $B_\ell$  ranges from  $\sim 50$  to  $\sim 250$  G with uncertainties ranging from 12 to 23 G (median of 15 G). The  $B_\ell$  measurements show a clear modulation and can be fitted down to the noise level with a periodic signal (sine + 2 harmonics) as no significant evolution is seen in these data (Fig. 7). This fit provides a stellar rotation period of  $3.373 \pm 0.001$  d, consistent with TESS photometric variations ( $3.372 \pm 0.002$  d) and with the value provided when using a quasi-periodic GP to model the longitudinal field ( $3.373 \pm 0.002$  d).

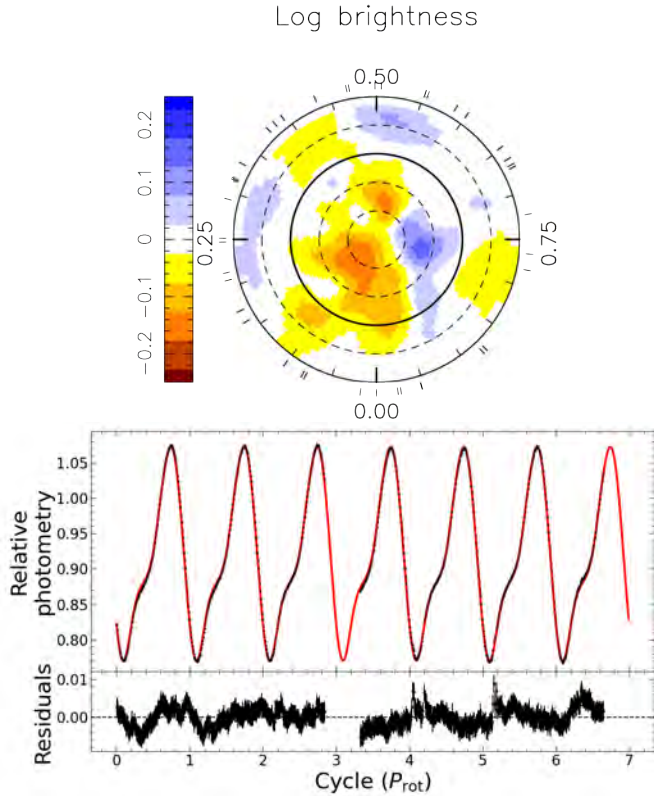
### 3.2 Surface differential rotation

Our data are spread over 32 rotation cycles, during which the brightness map and the large-scale magnetic topology have potentially evolved under the effect of differential rotation, although the expected level of differential rotation is weak (Donati et al. 2014). ZDI allows one to take into account this variability assuming that the rotation rate at the surface of the star follows a solar-like law given by :

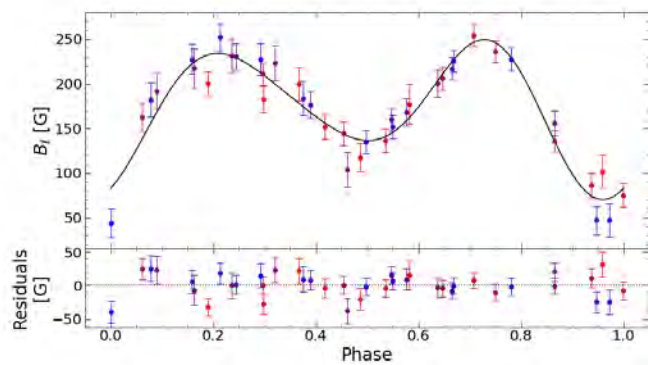
$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - (\cos \theta)^2 d\Omega \quad (3)$$

<sup>2</sup> Line broadening being dominated by rotation, magnetic broadening has a minor impact on the Stokes  $I$  LSD profiles, hence our initial assumption on the  $f_I$  and  $f_V$  filling factors.





**Figure 6.** ZDI reconstruction using *SPIRou* and *TESS* data simultaneously. *Top panel:* Map of the logarithmic relative brightness as described in Fig. 4. *Bottom panel:* Fit of the light curve. In the first plot, we show the 741 relative photometry values from *TESS* data in black and the ZDI fit in red. The second plot displays the residuals between the data and the fit, exhibiting a RMS dispersion of 2.4 mmag.



**Figure 7.** Phase-folded longitudinal field of *LkCa 4*. *Top panel:* the measurements are displayed as coloured dots while the periodic fit is shown in solid black line. *Bottom panel:* Residuals between the measurements and the model, exhibiting a RMS dispersion of 17 G corresponding to  $\chi_r^2 = 1.14$ . In both panels symbol colour depicts time, ranging from blue to red from the beginning to the end of our observations.

where  $\theta$  is the colatitude,  $\Omega_{\text{eq}}$  and  $d\Omega$  the parameters of the differential rotation law, characterizing the rotation rate at the equator and the pole-to-equator rotation rate difference, respectively.

In practice, we set the amount of information that ZDI is allowed to reconstruct and we look for the DR parameters that minimize  $\chi_r^2$ . Fitting Stokes *I* and *V* profiles independently yields  $\chi_r^2$  maps from

which we derive optimal parameters and their error bars (Donati et al. 2003; see Fig. 8). From the brightness map we derive  $\Omega_{\text{eq}} = 1864.6 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$  and  $d\Omega = 5.5 \pm 2.6 \text{ mrad d}^{-1}$  (implying a period of  $3.3697 \pm 0.0014$  and  $3.3797 \pm 0.0049$  d at the equator and at the pole, respectively). The magnetic maps yield fully compatible but more accurate values, with error bars more than  $3\times$  smaller. We find  $\Omega_{\text{eq}} = 1864.0 \pm 0.2 \text{ mrad d}^{-1}$  and  $d\Omega = 5.8 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$  (corresponding to a period of  $3.3708 \pm 0.0004$  and  $3.3813 \pm 0.0015$  d at the equator and at the pole, respectively). The slope of the major axis of the confidence ellipse provides an estimate of the colatitude associated with the barycentre of the brightness or magnetic distribution, found to be equal to  $\sim 55^\circ$  and  $\sim 60^\circ$ . These results indicate that both brightness and magnetic regions are, in average, located at similar latitudes, explaining why the longitudinal field, the photometry and the RVs (Section 4) yield similar values for the stellar rotation period.

The estimates of differential rotation inferred from the Stokes *I* LSD profiles are sensitive to the value of  $\delta$ . Varying  $\delta$  within the error bars (i.e. between 0.9 and 1.1) nevertheless yields estimates of  $d\Omega$  that are still compatible with the value reported above within  $1\sigma$ .

We chose a unique set of parameters to described the DR at the surface of *LkCa 4*, taken as the weighted means of both estimates:  $\Omega_{\text{eq}} = 1864.0 \pm 0.2 \text{ mrad d}^{-1}$  and  $d\Omega = 5.8 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$ . These weighted means actually yield the same values as those derived from our Stokes *V* LSD profiles since they are more accurate than those provided by our Stokes *I* profiles. This implies that the rotation period ranges from  $3.3708 \pm 0.0004$  d at the equator to  $3.3813 \pm 0.0015$  d at the pole. The surface DR of *LkCa 4* is thus  $10\times$  weaker than that of the Sun and significantly different from 0 at a  $7\sigma$  level.

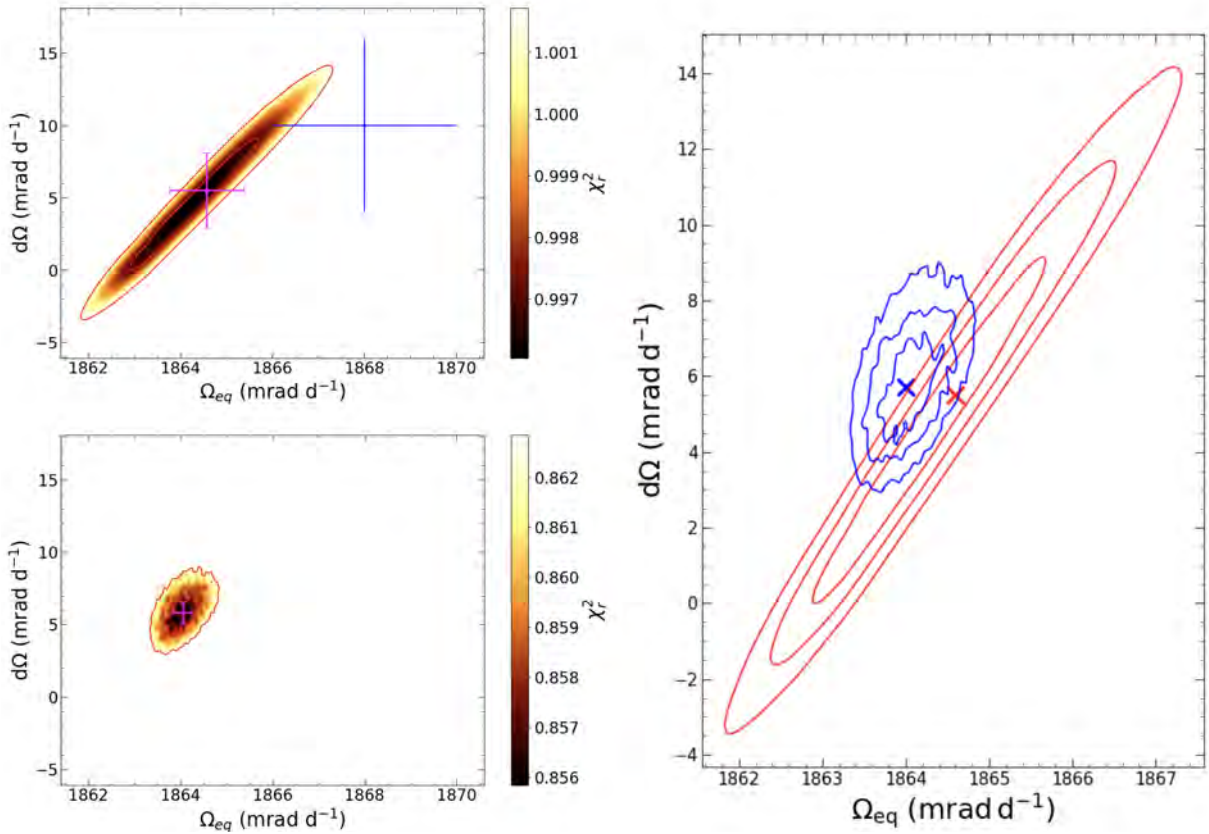
#### 4 FILTERING THE ACTIVITY JITTER

To investigate the impact of activity on the RV curve (activity jitter), we computed the RV of the star corresponding to each spectropolarimetric observation as the first moment of the Stokes *I* LSD profiles (e.g. Donati et al. 2017; Yu et al. 2019; Finocietty et al. 2021). We estimated the associated photon-noise uncertainties from the dispersion of the RV measurements on simulated noisy profiles (from the synthetic set of profiles provided by ZDI) featuring the same SNR as the observed ones for several realisations of noise. The computed error bars are typically equal to  $0.15 \text{ km s}^{-1}$ , thus  $2.5\times$  larger than those obtained from *ESPaDOnS* data (Donati et al. 2014). Such a difference is most likely related to the depth of the spectral lines, about  $3.5\times$  shallower in the infrared than in the optical. The measured RVs exhibit a RMS dispersion of  $1.45 \text{ km s}^{-1}$  with a  $\chi_r^2 = 84.89$ , with respect to a model with constant RV.

We computed the RVs associated with the synthetic Stokes *I* profiles provided by the reconstructed brightness maps obtained with ZDI. Comparing these values with the raw measurements, we see that the RVs are fitted down to  $\chi_r^2 = 6.56$  when applying ZDI to *SPIRou* data alone and down to  $\chi_r^2 = 7.35$  when ZDI is applied to *SPIRou* and *TESS* data simultaneously. The corresponding RMS dispersion of the filtered RVs (i.e. the difference between the observed and modeled RVs) is equal to  $0.45 \text{ km s}^{-1}$  and  $0.48 \text{ km s}^{-1}$ , showing that adding photometry in our process only slightly degrades our jitter filtering efficiency (see Fig. 9).

We also used a GP with the quasi-periodic kernel introduced in Sec 2.2.1. The log likelihood function we maximize (Eq. (4)) takes into account an additional term corresponding to an excess of uncorrelated noise  $s$  as in Finocietty et al. (2021).





**Figure 8.** Differential rotation at the surface of LkCa 4 as measured from SPIRou data. *Left panels:*  $\chi_r^2$  maps in the  $\{\Omega_{\text{eq}}, d\Omega\}$  space obtained from Stokes *I* (top) and *V* (bottom) LSD profiles, with  $\Omega_{\text{eq}}$  and  $d\Omega$  being the rotation rate at the equator and the difference of rotation rate between the pole and the equator, respectively. Red ellipses show the contours of 68% ( $1\sigma$ ) and 99.7% ( $3\sigma$ ) confidence levels for both parameters as a pair. The magenta cross depicts our optimal value with its associated error bars derived from a paraboloid fit to the  $\chi_r^2$  map, while the blue one in the top plot corresponds to the estimate reported by [Donati et al. \(2014\)](#) from optical data. *Right panel:* Comparison of the contours associated with the  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  and  $3\sigma$  confidence levels obtained from Stokes *I* (red) and *V* (blue) LSD profiles. The coloured crosses depicts the optimal values derived with SPIRou data.

$$\log \mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left( N_0 \log 2\pi + \log |\mathbf{K} + \boldsymbol{\Sigma} + \mathbf{S}| + \mathbf{y}^T (\mathbf{K} + \boldsymbol{\Sigma} + \mathbf{S})^{-1} \mathbf{y} \right) \quad (4)$$

where  $N_0$  refers to the number of measured RVs,  $\mathbf{K}$  is the covariance matrix associated to the quasi-periodic kernel,  $\boldsymbol{\Sigma}$  is the diagonal matrix containing the squared error bars on the measurements,  $\mathbf{S} = s^2 \mathbf{I}$  with  $\mathbf{I}$  being the identity matrix and  $\mathbf{y}$  is the vector gathering the measured RVs.

We sampled the posterior distributions of all the parameters (i.e. the amplitude of the GP  $\theta_1$ , the exponential decay timescale  $\theta_2$ , the rotation period  $\theta_3$ , the smoothing parameter  $\theta_4$  and the excess of uncorrelated noise  $s$ ) with a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) approach using the `EMCEE PYTHON` module ([Foreman-Mackey et al. 2013](#)). More specifically, we ran our MCMC on 5000 iterations of 100 walkers and then removed a burn-in period of 500 iterations before estimating the best value of each parameter, chosen to be the median of the posterior distributions.

The optimal GP parameters are listed in Table 3 whereas the best fit is shown in Fig 9. GPR yields a 15% lower dispersion of the filtered RVs with respect to ZDI of  $0.38 \text{ km s}^{-1}$  associated with a  $\chi_r^2 = 4.20$ . In any case, the dispersion of the filtered RVs is 2.5–3 times larger than the typical measured error bars ( $0.15 \text{ km s}^{-1}$ ).

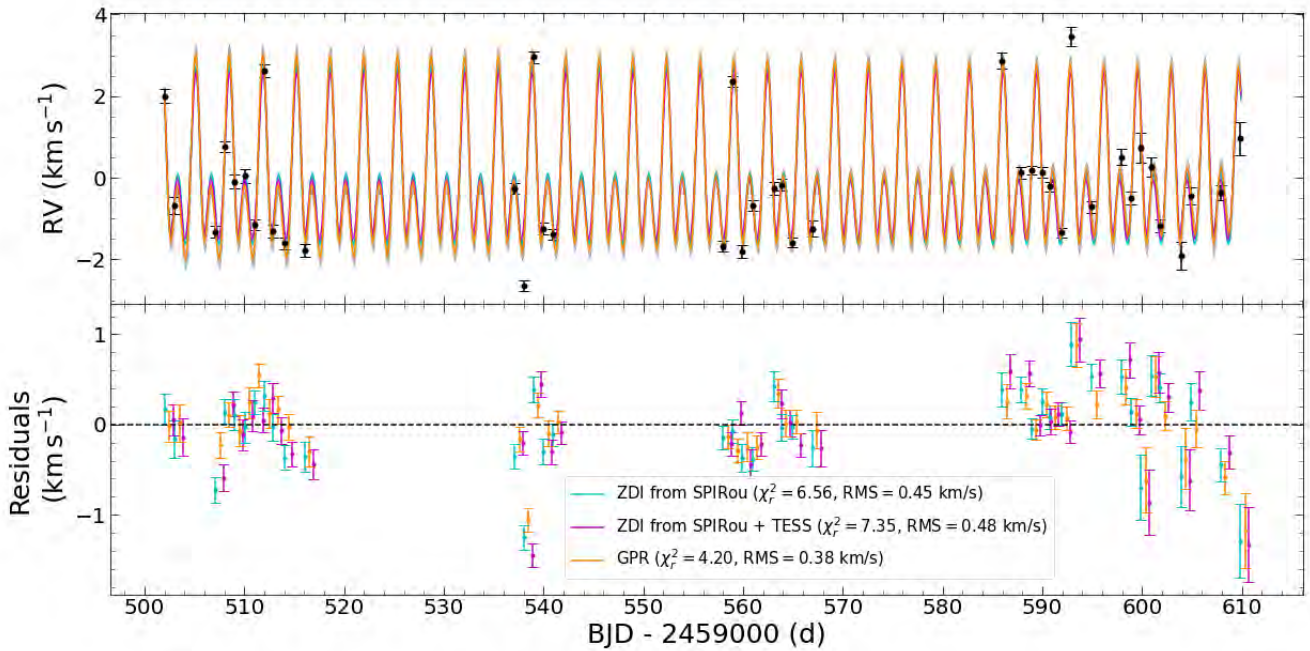
From our MCMC, we note that  $s = 0.37 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$  is not compatible with 0, reflecting that our error bars are apparently un-

**Table 3.** Best value for the parameters involved in the GPR derived from the MCMC approach. We list the hyperparameters in the first column, the priors used in the MCMC in the second column (with the lower and upper limits of the interval) and the best estimate (taken as the median of the posterior distribution) in the last column.

Hyperparameter	Prior	Estimate
$\theta_1$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Uniform (0, 10)	$1.87 \pm 0.86$
$\theta_2$ [d]	Uniform (0, 400)	$262 \pm 85$
$\theta_3$ [d]	Uniform (3, 4)	$3.372 \pm 0.002$
$\theta_4$	Uniform (0, 1)	$0.50 \pm 0.14$
$s$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Uniform (0, 1)	$0.37 \pm 0.06$

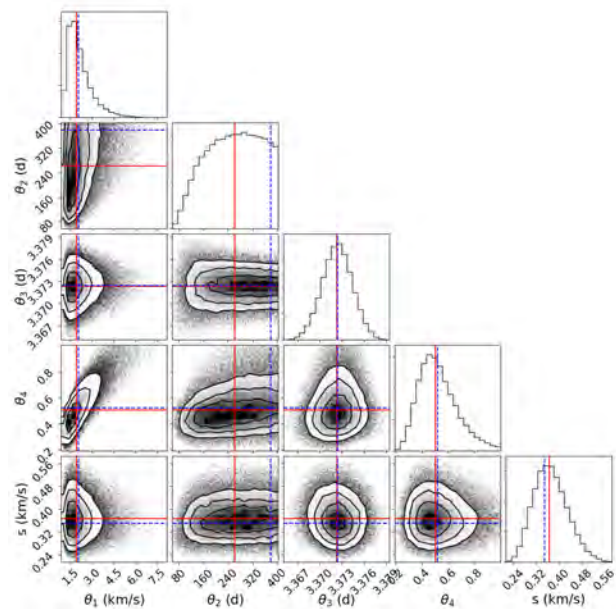
derestimated, probably as a result of intrinsic variability induced by activity. In addition, the exponential decay-time scale is not well constrained (see corner plot in Fig. 10) indicating that the rotationally modulated component of the activity signal remains stable over the time span of our observations, despite some dispersion observed at the end of the SPIRou campaign (most likely due to bad weather conditions in 2022 January). The stellar rotation period derived from these RVs is also equal to  $3.372 \pm 0.002$ , again consistent with those inferred from TESS data and  $B_\ell$  measurements.

We computed the Generalised Lomb-Scargle Periodogram ([Zech-](#)

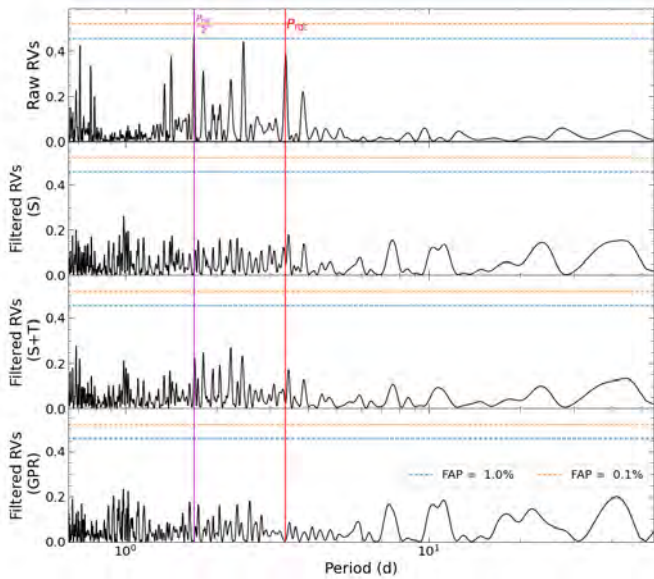


**Figure 9.** RVs of LkCa 4 measured from SPIRou data. *Top panel:* The raw observed RVs are shown as black dots with their associated error bars. They exhibit a full amplitude of  $6.10 \text{ km s}^{-1}$  and a RMS dispersion of  $1.46 \text{ km s}^{-1}$ . The cyan and magenta curves correspond to models derived from the ZDI reconstruction taking into account SPIRou data alone or SPIRou and TESS data simultaneously, respectively. The orange curve represents the GPR with the  $1\sigma$  confidence area in light grey. *Bottom panel:* Filtered RVs associated to each of the 3 models, with the same colour code as in the top panel. We obtained RMS dispersions of the filtered RVs of  $0.45$ ,  $0.48$  and  $0.38 \text{ km s}^{-1}$ , for cyan, magenta and orange models, respectively. We slightly shift the filtered RVs along the horizontal axis for each model for clarity purposes.

meister & Kürster 2009) using the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019) of the raw and filtered RVs obtained with the three models (see Fig. 11). We do not see any significant peak in these periodograms, indicating that our data do not provide any evidence for a hJ orbiting LkCa 4. In order to investigate the upper mass limit of a potential planet that can be detected from our data, we proceeded as in Yu et al. (2019) and Finocietty et al. (2021). We first simulated RV curves including the RV activity jitter (using the derived GPR) and a planetary signature (assuming a circular orbit for various masses and distances from the host star). For each curve, we collected 41 measurements following the same temporal sampling as our actual SPIRou data, for which we added a white noise of  $0.400 \text{ km s}^{-1}$  (i.e. taking into account the photon-noise uncertainty of our observations and the uncorrelated noise derived from our GPR). We then fitted the simulated datasets using (i) a model including the activity jitter only and (ii) a model including both contributions of the activity jitter and the planet. We assume that a planet is reliably detected (i.e. at a  $> 3\sigma$  level) when the difference in logarithmic marginal likelihood is larger than 10 (e.g. Yu et al. 2019; Finocietty et al. 2021). From these simulations, we find that we can safely claim that a planet is detected only if the semi-amplitude of the induced RV signal is larger than  $0.44 \text{ km s}^{-1}$ , which corresponds to a  $4.3 M_{\text{Jup}}$  planet at  $0.1 \text{ au}$  (i.e.  $P = 13 \text{ d}$ ).



**Figure 10.** Corner plot of the posterior distribution of the parameters of the GPR given by the MCMC sampling. The median values of the posterior distributions are shown as red solid lines and correspond to the best estimates listed in Table 3. The blue dashed lines depict the values that maximize the log likelihood. This plot was generated with the CORNER PYTHON module (Foreman-Mackey 2016).



**Figure 11.** Periodograms of raw radial velocities (1<sup>st</sup> panel) and filtered radial velocities computed from ZDI brightness reconstructions when using SPIRou (S) data only (2<sup>nd</sup> panel) or SPIRou and TESS (S+T) data simultaneously (3<sup>rd</sup> panel) or GPR (4 panel). The red and magenta vertical lines depict  $P_{\text{rot}}$  and  $P_{\text{rot}}/2$ . The horizontal dashed lines indicate the FAP levels at 1% and 0.1%. These periodograms were generated using the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019).

## 5 ACTIVITY INDICATORS

### 5.1 Equivalent width variations

We focussed on the He I triplet (1083 nm; Fig. B1), the Paschen beta (Pa $\beta$ ; 1282 nm; Fig. B2) and Brackett gamma (Br $\gamma$ ; 2165 nm; Fig. B3) lines, known to be proxies of activity in the NIR (e.g. Zirin 1982; Short & Doyle 1998). We see that the Pa $\beta$  line is blended with a Ca line, which creates a bump in the blue wing of Pa $\beta$ . However, this feature apparently does not vary more than the continuum and would therefore not impact our analyses.

We computed the equivalent width variations (EWVs) of each line, quantifying the changes in the EW of these lines due to stellar activity, in a way similar to that of Finociety et al. (2021). With this definition, a negative EWV indicates enhanced absorption with respect to the median spectrum. In practice, we first divided each telluric-corrected Stokes  $I$  spectrum (top panel of Figs. B1, B2 and B3) by the median one (bottom panel of Figs. B1, B2 and B3) in the stellar rest frame, then computed the EW of the median-divided spectra (middle panel of Figs. B1, B2 and B3), by fitting a Gaussian function of full-width-at-half-maximum set to 55 km s<sup>-1</sup> (consistent with the median profile of the lines) centred on the stellar rest frame.

Assuming equal error bars for all spectral points from the dispersion between spectra in the continuum, we found that the average photon-noise uncertainties on the EWVs are equal to 0.7, 0.8 and 2.6 pm for the He I, Pa $\beta$  and Br $\gamma$  lines, respectively. As in the case of V410 Tau (Finociety et al. 2021), these error bars are actually underestimated as they do not account for intrinsic variability, e.g., like that induced by activity. We therefore scaled-up all these error bars to ensure a unit  $\chi_r^2$  between a periodic fit and the measurements, yielding empirical (and likely pessimist) error bars taking into account photon-noise and intrinsic variability. In practice, the

He I EWVs were fitted with a pure sine wave, while the Pa $\beta$  EWVs were better modeled with a sine wave including the first harmonic. The Br $\gamma$  EWVs show no significant variation and are compatible with 0, meaning that no rotationally modulated activity signal is detected in this line. The enhanced uncertainties we obtain are equal to 5.4, 1.9 and 6.6 pm for the He I, Pa $\beta$  and Br $\gamma$  EWVs, respectively, i.e., 1.7, 2.4 and 2.5 times larger than the average photon noise ones quoted above.

From the empirical error bars, we can estimate a false alarm probability for the detected modulation. In practice, we fitted a constant instead of a periodic signal to the He I and Pa $\beta$  EWVs, and we used the empirical error bars to compute the associated  $\chi_r^2$ . We find  $\chi_r^2 = 1.23$  and 2.80, for the He I and Pa $\beta$  EWVs, respectively, corresponding to a probability for the detected modulation to be spurious by chance of 0.15 and 10<sup>-8</sup>. This indicates that we detected a significant modulation in the Pa $\beta$  line that shows enhanced absorption around phases 0.3 and 0.7. The He I EWVs show a much less significant modulation, with enhanced absorption around phase 0.4 (see Fig. 12).

### 5.2 2D Periodograms

We computed 2D periodograms for the He I, Pa $\beta$  and Br $\gamma$  lines. We proceeded as in Finociety et al. (2021), i.e. we computed a Generalised Lomb-Scargle Periodogram normalized to 1 following Zechmeister & Kürster (2009), for each velocity bin of the median-divided spectra between -100 and +100 km s<sup>-1</sup>, thanks to the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019). With this normalization, a value of 1 indicates a perfect sinusoidal fit to the data.

We show the results in Fig. 13, where we see a modulation with a period close to the stellar rotation period for the He I triplet. For the Pa $\beta$  line, we see a peak in the periodogram at the stellar rotation period but also at half the rotation period (see Fig. 13). The Br $\gamma$  2D periodogram does not show any modulation even at half the rotation period. We also see a signal at the stellar rotation period around -85 km s<sup>-1</sup> in the He I periodogram, which is most likely related to the modulation of a nearby photospheric Ca line.

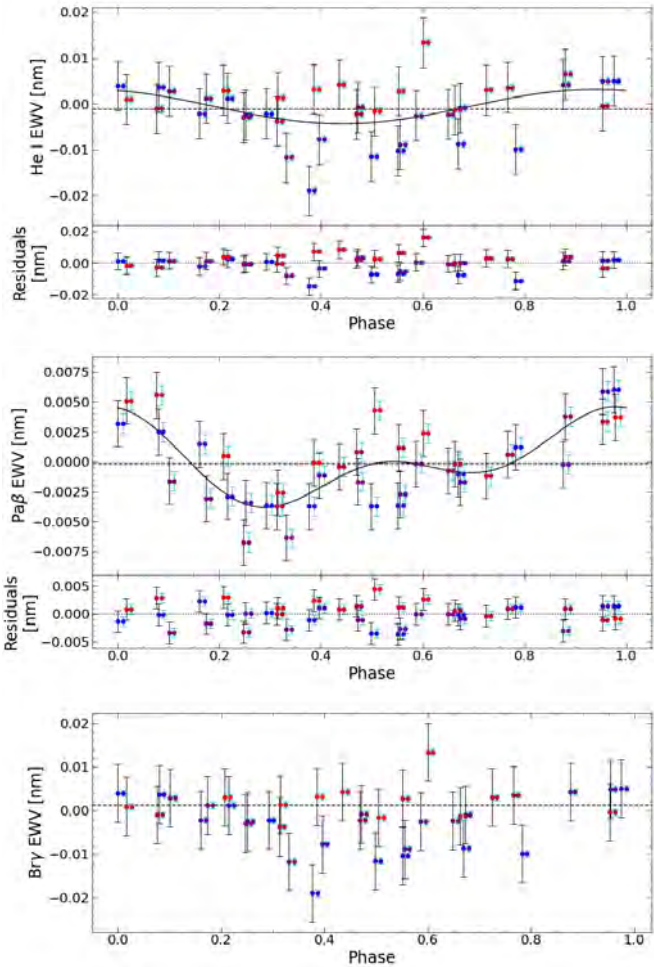
These results are consistent with the detected modulation in the EWVs for the He I and Pa $\beta$  lines. In particular, we see that only one period shows up in the He I periodogram (the associated EWVs being fitted with a pure sine curve) while the Pa $\beta$  EWVs are fitted with a slightly more complex curve including the fundamental and the first harmonic, with both showing up in the 2D periodogram.

### 5.3 Autocorrelation matrices

We proceeded as in Finociety et al. (2021) to compute the autocorrelation matrices of the three lines, within an interval of  $\pm 100$  km s<sup>-1</sup>. In particular, using the definition of the unnormalized correlation coefficient given in Finociety et al. (2021) allows one to highlight the relative importance of the correlations. The He I and Pa $\beta$  matrices are shown in Fig. 14.

We see a clear autocorrelation of the He I triplet and a less obvious one for the Pa $\beta$  line. The autocorrelation matrix of these two lines shows a slight asymmetry (as the 2D periodograms), the correlation being a bit more pronounced in the blue wing. As for V410 Tau, the Br $\gamma$  autocorrelation matrices reveals no specific pattern and reflects mainly noise (Finociety et al. 2021).





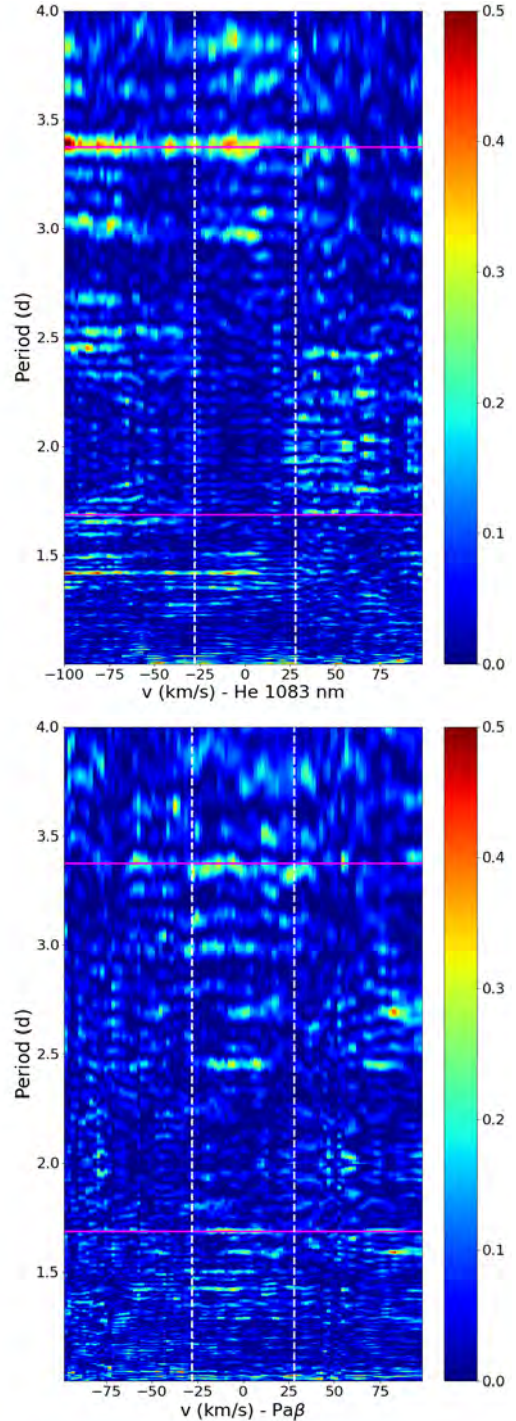
**Figure 12.** Phase folded activity EWVs derived from the He I triplet at 1083.3 nm (first panel), Pa $\beta$  (second panel) and Br $\gamma$  lines (third panel). For the He I and Pa $\beta$  lines, we show the fit to the data with a periodic function as a solid black line and with a constant as a dotted line in the top plot while the residuals are shown in the bottom plot. For Br $\gamma$  we only show the fitted constant compatible with 0. In all panels, the cyan error bars are those expected from photon noise (0.7, 0.8 and 2.6 pm) while the black ones are those ensuring a unit  $\chi^2_r$  fit to the data (5.4, 1.9 and 6.6 pm). The cyan error bars are slightly shifted along the horizontal axis for display purposes. The colour of the dots traces the rotation cycle going from blue (first observation) to red (last observation).

## 6 SUMMARY AND CONCLUSIONS

Our paper describes results derived from NIR spectropolarimetric data, collected with SPIRou from 2021 Oct 14 to 2022 Jan 30, and photometric observations obtained with TESS between 2021 Sep 16 and Nov 06 and with the ground-based AZT-11 telescope at CrAO between 2021 Oct 10 and 2022 Jan 27, for the wTTS LkCa 4.

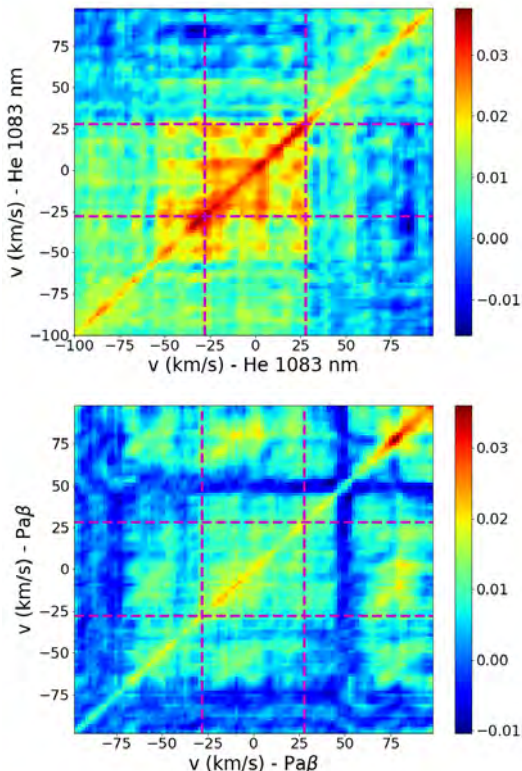
### 6.1 Stellar rotation period and differential rotation

The TESS data show a large amplitude of the light curve in the  $I_c$  band ( $0.3207 \pm 0.0006$  mag), reflecting the strong activity level of LkCa 4, that remains stable over the 49 d of monitoring. We modeled the very accurate TESS data using a quasi-periodic GP to refine the stellar rotation period, found to be equal to  $3.372 \pm 0.002$  d over our observing window, compatible with a previous estimate (3.374; Grankin et al. 2008). Other indicators derived from SPIRou data,



**Figure 13.** 2D Periodograms of the He I (top) and Pa $\beta$  (bottom) lines computed with the PYASTRONOMY PYTHON module (Czesla et al. 2019). The magenta line depicts the stellar rotation period and half the rotation period. In both panels, the dashed vertical white lines represents  $\pm v \sin i$ . The colour bar reflects the power of the Generalized Lomb-Scargle periodogram associated with the period in each velocity bin, being normalized following Zechmeister & Kürster (2009), i.e. with a value of 1 indicating a perfect fit to the data for the corresponding period. The colour bar is limited up to 0.5 for display purposes.





**Figure 14.** Autocorrelation matrices for He I (top panel) and Pa $\beta$  (bottom panel). The colorbar refers to the value of the unnormalized coefficients as defined in Finociety et al. (2021) with the scale depending on the level of variability for each of the considered line. Correlations show up in reddish colours while anticorrelation are represented by blueish colours. The dashed magenta lines depicts  $\pm v \sin i$ .

such as the longitudinal field and the RVs, also yield consistent stellar rotation periods. More specifically, the GPR fit to the RVs provide the same value of  $3.372 \pm 0.002$  d while the longitudinal field measurements suggest a slightly larger value of  $3.373 \pm 0.002$  d, though still compatible.

We also find that the surface of LkCa 4 is sheared by a weak level of DR,  $9.5 \pm 1.3$  times weaker than that of the Sun. In addition, we note that the estimate of the surface DR is much more constrained from our Stokes  $V$  LSD profiles, with error bars about 3 times smaller than those derived from Stokes  $I$  LSD profiles. Although estimates from optical data are consistent with ours, the error bars derived from SPIRou data (from Stokes  $I$  and  $V$ ) are smaller than those obtained by Donati et al. (2014), up to a factor 30 for Stokes  $V$  profiles, which can be largely explained by our larger number of observations (41 with SPIRou vs. 12 with ESPaDOnS) spread over a larger time interval (108 d with SPIRou vs. 13 d with ESPaDOnS) and the benefits of the enhanced Zeeman effect in the NIR (for DR estimates from Stokes  $V$  data). We note that our new results indicate that the DR is significantly different from 0 (solid-body rotation) unlike those of Donati et al. (2014).

## 6.2 Spot coverage

From our brightness reconstructions with ZDI, we found that the stellar surface is covered with spots/plages at a level of about 7% when considering SPIRou data alone, or 9% when including TESS photometry in the fitting process. These values are much lower than

those derived from optical data ( $\sim 25\%$ ; Donati et al. 2014), in agreement with the expected decrease in the brightness contrast of surface features with increasing wavelength. In addition, we do not see a clear polar spot as in ESPaDOnS data, but rather an elongated spot spreading from the pole to the equator around phase 0.1, that could simply result from an evolution of the brightness distribution between 2014 and 2022.

We note that adding TESS photometry in the fitting process increases the spot coverage by  $\sim 2\%$ , mainly by enhancing the contrasts of brightness features and adding low-latitude structures to ensure that both spectroscopic and photometric data are fitted down to a unit  $\chi_r^2$ . This increase is similar to what has been observed for V410 Tau (Finociety et al. 2021) and most likely reflects that spectroscopic and photometric data are not sensitive to the same surface structures.

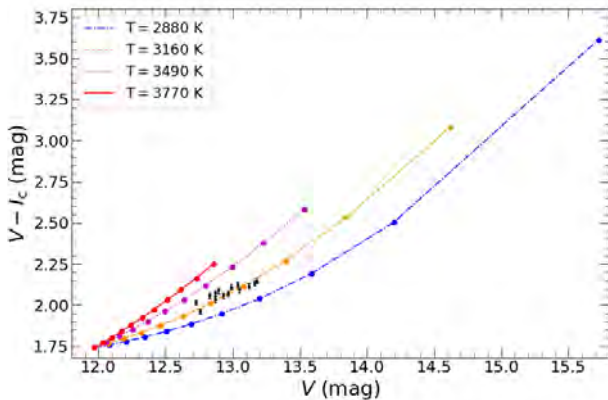
Our Stokes  $I$  LSD profiles show a clear modulation of their EWs with rotation phase (up to 20%), being minimum at phase 0.1 (i.e. when the cool spot is visible) and maximum at phase 0.75 (i.e. when the warm plage is visible). To take into account these variations during the fitting process with ZDI, the depth of the local profiles is allowed to vary as a power  $\delta$  of the local brightness. Assuming a constant EW (i.e.  $\delta = 0$ ) as in all previous ZDI studies, yields a more contrasted brightness map (spot coverage of  $\sim 15\%$ ) the associated light curve of which in the TESS bandpass has an amplitude twice larger than the observed one. We therefore empirically find that, for this star,  $\delta = 1.0 \pm 0.1$  allows us to reproduce the amplitude of the EWs variations as well as the amplitude of the observed light curve. Most of previous ZDI studies dealt with optical data for which variations in EWs are not significant.

ZDI is mostly sensitive to large structures at the surface of the star and misses most of the small features. To estimate the percentage of the visible surface of LkCa 4 covered by dark spots, we used a two-temperature model to fit our  $V - I_c$  indexes as a function of the  $V$  magnitude, taking into account the visual extinction  $A_V$  derived in Donati et al. (2014) and the colour indexes for young stars from Pecauc & Mamajek (2013). We assumed a fixed photospheric temperature of 4140 K and a fixed temperature for the spots, with various filling factors. We found that the  $V - I_c$  indexes are consistent with about 70% of the visible surface being covered by spots at 3160 K (Fig. 15) if assuming a unspotted magnitude of 11.97 (as derived from the temperature, distance, radius and visual extinction). The high spot coverage is consistent with the estimate of Gully-Santiago et al. (2017) and similar to what is observed for V410 Tau (Yu et al. 2019; Finociety et al. 2021). However, Gully-Santiago et al. (2017) reported a spot temperature between 2700 and 3000 K, thus lower than our estimate. Our model does not take into account the bright plages which may lead to an overestimate of the temperature of cool spots.

## 6.3 Magnetic topology

The typical amplitude of our Stokes  $V$  LSD profiles (0.5% of the unpolarized continuum) is typically twice smaller than that of optical data collected with ESPaDOnS (1% of the unpolarized continuum, Donati et al. 2014). However, NIR observations, being more sensitive to the magnetic field, provide more accurate measurements than optical data in about half the exposure time. In particular, the larger noise level in our Stokes  $V$  LSD profiles ( $3.4 \times 10^{-4}$ ) corresponds to the typical noise level in the previous optical study ( $3.5 \times 10^{-4}$ ; Donati et al. 2014).

We were therefore able to reliably reconstruct the magnetic topology from our set of Stokes  $I$  and  $V$  LSD profiles. We find that the magnetic topology of LkCa 4 is rather simple and very similar to the one derived from optical data (Donati et al. 2014). The poloidal field



**Figure 15.**  $V - I_c$  colour indexes as a function of the magnitude in the  $V$  band, collected from the ground-based AZT-11 telescope at CrAO between 2021 Oct and 2022 Jan. The black dots represent the measurements with the empirical error bars as derived in Sec. 2.2.2. Each colour line represent a two-temperature model with a fixed photospheric temperature of 4140 K and a fixed spot temperature of 2880 K (blue dash-dotted line), 3160 (orange dashed line), 3490 (magenta dotted line) and 3770 K (red solid line). Each filled circle corresponds to a different filling factor for the spot with steps of 10%. The unspotted magnitude therefore corresponds to  $V = 11.97$ . Our data are consistent with spots at 3160 K covering about 70% of the stellar surface.

encloses about 65% of the magnetic energy, consistent with previous estimates. From our data, we estimate that the poloidal field mainly consists of a dipole (of polar strength  $\sim 2.2$  kG, with an axis tilted by  $\sim 3^\circ$  with respect to the rotation axis, towards phase 0.31) that concentrates nearly 85% of the poloidal field energy. This dipole is about 35% stronger than the one reconstructed in Donati et al. (2014) and is better aligned with respect to the rotation axis of the star (from  $10^\circ$  in 2014 to  $3^\circ$  in 2021-2022). The toroidal component consists of an equatorial ring of intense azimuthal field, reaching strengths of  $\sim 1.4$  kG. These results suggest that the magnetic topology remained more or less stable over several years with a slight increase in strength. Future observations of LkCa 4 would help to clarify whether the magnetic field of LkCa 4 does significantly evolve with time, e.g., switching overall polarity at times, or is rather in a more or less steady-state dynamo regime.

#### 6.4 Radial velocities

From our Stokes  $I$  LSD profiles, we derived RVs of LkCa 4 that show a full amplitude of  $6.10 \text{ km s}^{-1}$  with a dispersion of  $1.45 \text{ km s}^{-1}$ . The observed full amplitude is  $1.4\times$  larger than the one derived from ESPaDOnS data (Donati et al. 2014). This most likely reflects that the brightness distribution at the surface of LkCa 4 has significantly evolved between 2014 and 2022, generating now a stronger RV activity jitter.

In addition, our typical error bars derived from photon-noise ( $0.15 \text{ km s}^{-1}$ ) are  $2.5\times$  larger than those derived from ESPaDOnS data ( $0.06 \text{ km s}^{-1}$ ; Donati et al. 2014).

Fitting our RV measurements with a quasi-periodic GP yields an excess of uncorrelated noise of  $s = 0.37 \text{ km s}^{-1}$ , indicating that the measurements are also affected by stochastic noise (most likely due to stellar activity) that is not taken into account when estimating the error bars from photon noise only.

We first modeled the measured RVs from the ZDI brightness reconstructions. Accounting for TESS photometry in ZDI slightly de-

grades the filtering of the activity jitter as the RMS dispersion of the filtered RVs increases by a factor  $\sim 1.07$  with respect to the model including spectroscopic data only (from  $0.45 \text{ km s}^{-1}$  to  $0.48 \text{ km s}^{-1}$ ). This effect is not as strong as in the case of V410 Tau for which the RMS dispersion of the filtered RVs varies by a factor  $\sim 1.8$  between both ZDI models (Finocietty et al. 2021). The model associated with the quasi-periodic GP yields a slightly lower RMS dispersion of the filtered RVs of  $0.38 \text{ km s}^{-1}$ . The RMS dispersions of the filtered RVs obtained from our ZDI models and GPR are about 12 to 16 times smaller than the full amplitude of the measured RVs. The filtering achieved by Donati et al. (2014) using the same method on optical data was better, as the ratio between the full amplitude and the dispersion of their filtered RVs reached a value of 78. The difference most likely reflects the changes in brightness distribution between both epochs, and presumably an increase in the amount of intrinsic variability as well.

We see no significant modulation of all our filtered RVs that would indicate the presence of a close-in massive planet, in agreement with Donati et al. (2014). From simulated data, we estimate that our observations would allow one to detect a planet if the semi-amplitude of its RV signature is larger than  $0.44 \text{ km s}^{-1}$  and its period is shorter than 50 d. This value is larger than the first estimate by Donati et al. (2014) as the noise level in our data (due to both photon-noise and intrinsic variability) is almost  $7\times$  larger. Our threshold typically corresponds to a  $4.3 M_{\text{jup}}$  planet at a distance of 0.1 au ( $P = 13$  d) or a  $6.3 M_{\text{jup}}$  planet at a distance of 0.2 au ( $P = 36.8$  d). These upper limits are mainly limited by the high level of intrinsic variability due to stellar activity during the time-span of our data set. More observations would be needed to further assess the potential presence of a close-in massive planet.

#### 6.5 Chromospheric activity

The He I triplet at 1083 nm, the Pa $\beta$  and Br $\gamma$  lines were used as proxies of the chromospheric activity of LkCa 4. We first computed the EWVs of the three lines. The He I triplet shows a modulation of its EWVs with rotational cycle (with a probability that this modulation is spurious by chance of 0.15) for which enhanced absorption takes place slightly before the visible pole of the dipole crosses the line-of-sight (phase 0.4) and cannot be related to any magnetic feature. The Pa $\beta$  EWVs exhibit a more significant modulation for which enhanced absorption (at phase 0.3) may relate to the absorption by wind material escaping the star along open field lines when the pole of the dipole faces the observer. The 2D periodograms further confirms the modulation of the He I and Pa $\beta$  lines, with in particular half the rotation period showing up in the Pa $\beta$  2D periodogram. The He I and Pa $\beta$  autocorrelation matrices also indicate that an activity signal is detected across the line width.

These results suggest that these two lines react differently to the magnetic field and stellar activity since the modulation of the Pa $\beta$  line is more significant than that of the He I triplet in contrast to what has been observed for the similar wTTS V410 Tau (Finocietty et al. 2021) and the phased EWV curves of both lines do not match well. However, we find no evidence of a rotationally modulated activity signal in the Br $\gamma$  line as for V410 Tau (Finocietty et al. 2021). More observations with NIR instruments are needed to investigate whether some trends can be highlighted in the behavior of these three lines in active wTTSs.

## 6.6 Conclusion

As a follow-up analysis to that of Donati et al. (2014), our study confirms most of the previous results from a completely new data set and wavelength domain. New observations of LkCa 4 are needed to further constrain the evolution of the large-scale magnetic field of this star (e.g. magnetic cycle or steady-state dynamo regime). Observations of other wTTSs with SPIRou, including those targeted within the SLS, will allow one to investigate in details the role that magnetic field plays in the stellar and planetary formation during the transition phase between cTTSs and MS stars. Contemporaneous optical and NIR spectropolarimetric observations of PMS stars would be extremely useful to improve the activity-modelling and jitter-filtering methods, as both domains provide complementary information on stellar activity. Such capabilities would be a key asset for the study of the stellar activity and its impact on the RV data to better characterize planetary systems around active PMS stars like AU Mic (Plavchan et al. 2020; Klein et al. 2021, 2022) and V1298 Tau (David et al. 2019a,b; Suárez Mascareño et al. 2021).

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work includes data collected in the framework of the SPIRou Legacy Survey (SLS), an international large programme that was allocated on the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) at the summit of Maunakea by the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, the National Research Council of Canada, and the University of Hawaii. We acknowledge funding by the European Research Council (ERC) under the H2020 research & innovation programme (grant agreements #740651 NewWorlds, #716155 SACCRED, #743029 EASY).

## DATA AVAILABILITY

The data collected with TESS are publicly available from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST) website. The SPIRou data collected as part of the SLS will be publicly available from the CADC website one year after the completion of the SLS programme, i.e. by mid-2023.

## REFERENCES

- Alencar S. H. P., et al., 2012, *A&A*, **541**, A116
- Artigau É., et al., 2014, in Peck A. B., Benn C. R., Seaman R. L., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9149, *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems* V. p. 914905 ([arXiv:1406.6927](#)), [doi:10.1117/12.2056385](#)
- Baraffe I., Homeier D., Allard F., Chabrier G., 2015, *A&A*, **577**, A42
- Bouvier J., Alencar S. H. P., Harries T. J., Johns-Krull C. M., Romanova M. M., 2007, in Reipurth B., Jewitt D., Keil K., eds, *Protostars and Planets V*. p. 479 ([arXiv:astro-ph/0603498](#))
- Bouvier J., et al., 2020, *A&A*, **643**, A99
- Brown S. F., Donati J. F., Rees D. E., Semel M., 1991, *A&A*, **250**, 463
- Claret A., Bloemen S., 2011, *A&A*, **529**, A75
- Crockett C. J., Mahmud N. I., Prato L., Johns-Krull C. M., Jaffe D. T., Hartigan P. M., Beichman C. A., 2012, *ApJ*, **761**, 164
- Czesla S., Schröter S., Schneider C. P., Huber K. F., Pfeifer F., Andreasen D. T., Zechmeister M., 2019, PyA: Python astronomy-related packages ([ascl:1906.010](#))
- David T. J., et al., 2019a, *ApJ*, **158**, 79
- David T. J., Petigura E. A., Luger R., Foreman-Mackey D., Livingston J. H., Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2019b, *ApJ*, **885**, L12
- Donati J. F., 2003, in Trujillo-Bueno J., Sanchez Almeida J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 307, Solar Polarization*. p. 41
- Donati J. F., Brown S. F., 1997, *A&A*, **326**, 1135
- Donati J.-F., Landstreet J. D., 2009, *ARAA*, **47**, 333
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, **291**, 658
- Donati J. F., Collier Cameron A., Petit P., 2003, *MNRAS*, **345**, 1187
- Donati J. F., et al., 2006, *MNRAS*, **370**, 629
- Donati J. F., et al., 2007, *MNRAS*, **380**, 1297
- Donati J. F., et al., 2011, *MNRAS*, **412**, 2454
- Donati J. F., et al., 2013, *MNRAS*, **436**, 881
- Donati J. F., et al., 2014, *MNRAS*, **444**, 3220
- Donati J. F., et al., 2017, *MNRAS*, **465**, 3343
- Donati J. F., et al., 2020, *MNRAS*, **491**, 5660
- Finociety B., Donati J.-F., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **516**, 5887
- Finociety B., et al., 2021, *MNRAS*, **508**, 3427
- Foreman-Mackey D., 2016, *The Journal of Open Source Software*, **1**, 24
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, **125**, 306
- Frank A., et al., 2014, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, *Protostars and Planets VI*. p. 451 ([arXiv:1402.3553](#)), [doi:10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch020](#)
- Gaia Collaboration et al., 2021, *A&A*, **649**, A1
- Grankin K. N., 2013, *Astronomy Letters*, **39**, 251
- Grankin K. N., Bouvier J., Herbst W., Melnikov S. Y., 2008, *A&A*, **479**, 827
- Gregory S. G., Donati J. F., Morin J., Hussain G. A. J., Mayne N. J., Hillenbrand L. A., Jardine M., 2012, *ApJ*, **755**, 97
- Gully-Santiago M. A., et al., 2017, *ApJ*, **836**, 200
- Herbig G. H., Vrba F. J., Rydgren A. E., 1986, *AJ*, **91**, 575
- Jenkins J. M., et al., 2016, in *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy IV*. p. 99133E, [doi:10.1117/12.2233418](#)
- Klein B., et al., 2021, *MNRAS*, **502**, 188
- Klein B., et al., 2022, *MNRAS*, **512**, 5067
- Kraus A. L., Ireland M. J., Martinache F., Hillenbrand L. A., 2011, *ApJ*, **731**, 8
- Krolkowski D. M., Kraus A. L., Rizzuto A. C., 2021, *AJ*, **162**, 110
- Landi Degl'Innocenti E., Landolfi M., 2004, *Polarisation in Spectral Lines*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Mahmud N. I., Crockett C. J., Johns-Krull C. M., Prato L., Hartigan P. M., Jaffe D. T., Beichman C. A., 2011, *ApJ*, **736**, 123
- Morin J., et al., 2008, *MNRAS*, **390**, 567
- Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2010, *MNRAS*, **407**, 2269
- Pecaut M. J., Mamajek E. E., 2013, *ApJS*, **208**, 9
- Plavchan P., et al., 2020, *Nature*, **582**, 497
- Rajpaul V., Aigrain S., Osborne M. A., Reece S., Roberts S., 2015, *MNRAS*, **452**, 2269
- Rasmussen C., Williams C., 2006, *Gaussian Processes for Machine Learning. Adaptive Computation and Machine Learning*, MIT Press, Cambridge, MA, USA
- Ricker G. R., et al., 2014, in *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. p. 914320 ([arXiv:1406.0151](#)), [doi:10.1117/12.2063489](#)
- Ryabchikova T., Piskunov N., Kurucz R. L., Stempels H. C., Heiter U., Pakhomov Y., Barklem P. S., 2015, *Phys. Scr.*, **90**, 054005
- Semel M., 1989, *A&A*, **225**, 456
- Short C. I., Doyle J. G., 1998, *A&A*, **331**, L5
- Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, *A&A*, **358**, 593
- Smith J. C., et al., 2012, *PASP*, **124**, 1000
- Stumpe M. C., et al., 2012, *PASP*, **124**, 985
- Stumpe M. C., Smith J. C., Catanzarite J. H., Van Cleve J. E., Jenkins J. M., Twicken J. D., Girouard F. R., 2014, *PASP*, **126**, 100
- Suárez Mascareño A., et al., 2021, *Nature Astronomy*, **6**, 232
- White R. J., Ghez A. M., 2001, *ApJ*, **556**, 265
- Yu L., et al., 2017, *MNRAS*, **467**, 1342
- Yu L., et al., 2019, *MNRAS*, **489**, 5556



**Table A1.** Ground-based photometric observations of LkCa 4 collected with the AZT-11 telescope at CrAO between 2021 October and 2022 January. The 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> columns list the date and the Heliocentric Julian Date. In column 3, we give the measured magnitude in the *V* band. Columns 4 and 5 report the colour indexes  $V - R_J$ ,  $V - I_J$  in the Johnson system while columns 6 and 7 detail the colour indexes  $V - R_c$  and  $V - I_c$  in the Cousins system.

Date	HJD 2459000+	<i>V</i> (mag)	$V - R_J$ (mag)	$V - I_J$ (mag)	$V - R_c$ (mag)	$V - I_c$ (mag)
2021 October 10	498.417	12.932	1.515	2.624	1.053	2.059
2021 October 17	505.509	13.121	1.498	2.696	1.041	2.115
2021 October 30	518.519	12.868	1.556	2.594	1.083	2.035
2021 November 03	522.524	13.181	1.575	2.740	1.096	2.150
2021 November 10	529.514	13.160	1.560	2.718	1.086	2.133
2021 November 11	530.521	12.987	1.559	2.689	1.085	2.110
2021 November 12	531.535	12.728	1.539	2.569	1.071	2.016
2021 November 15	534.519	12.830	1.578	2.622	1.099	2.058
2021 November 16	535.535	12.963	1.520	2.637	1.057	2.069
2021 December 02	551.219	12.891	1.570	2.662	1.093	2.088
2021 December 10	559.187	13.037	1.580	2.708	1.100	2.125
2021 December 23	572.321	12.758	1.475	2.501	1.025	1.963
2022 January 25	605.247	12.871	1.568	2.641	1.091	2.073
2022 January 27	607.306	13.050	1.543	2.667	1.074	2.093

Zechmeister M., Kürster M., 2009, *A&A*, 496, 577  
 Zirin H., 1982, *ApJ*, 260, 655

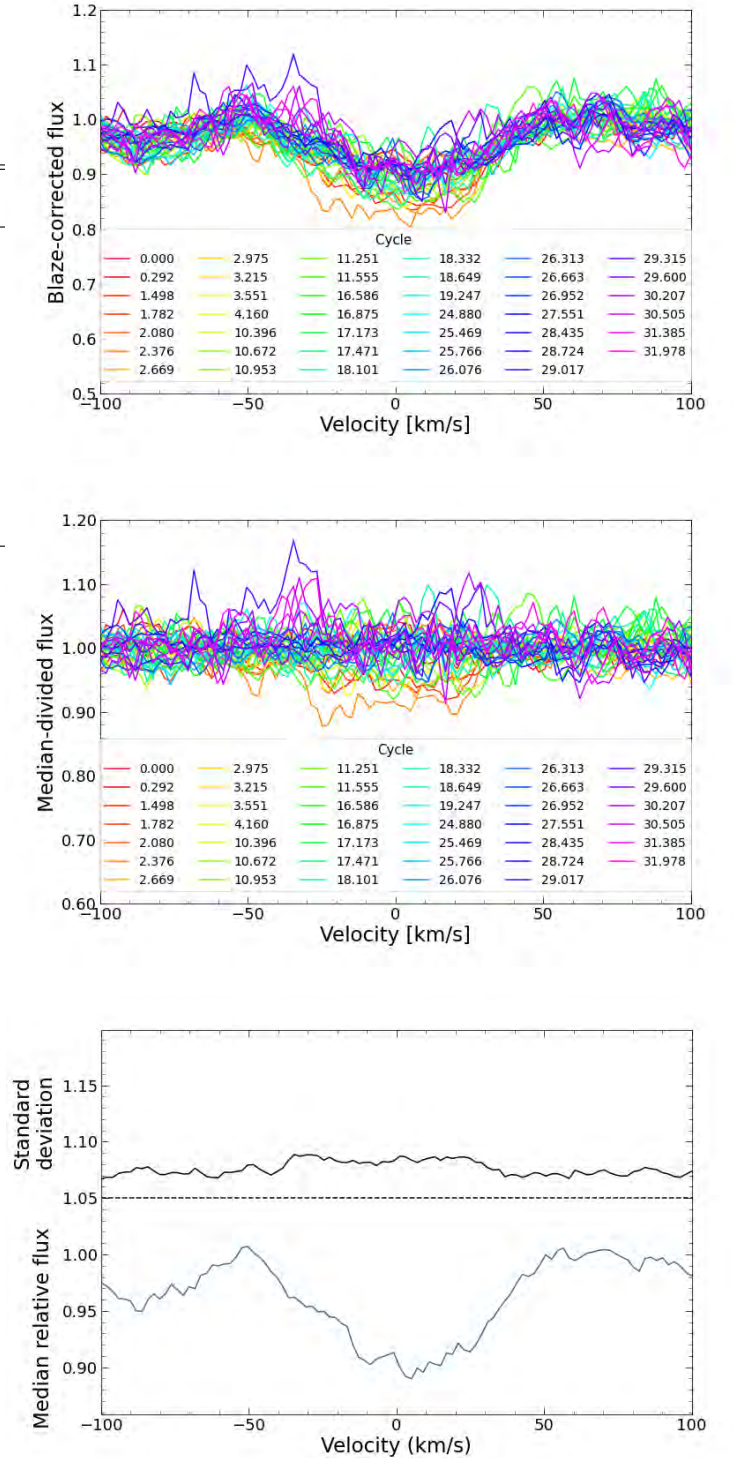
## APPENDIX A: JOURNAL OF OBSERVATIONS FOR GROUND-BASED PHOTOMETRY

We provide a full journal for the observations collected with the ground-based AZT-11 telescope at CrAO in Table A1.

## APPENDIX B: HE I, PA $\beta$ AND BR $\gamma$ SPECTRA

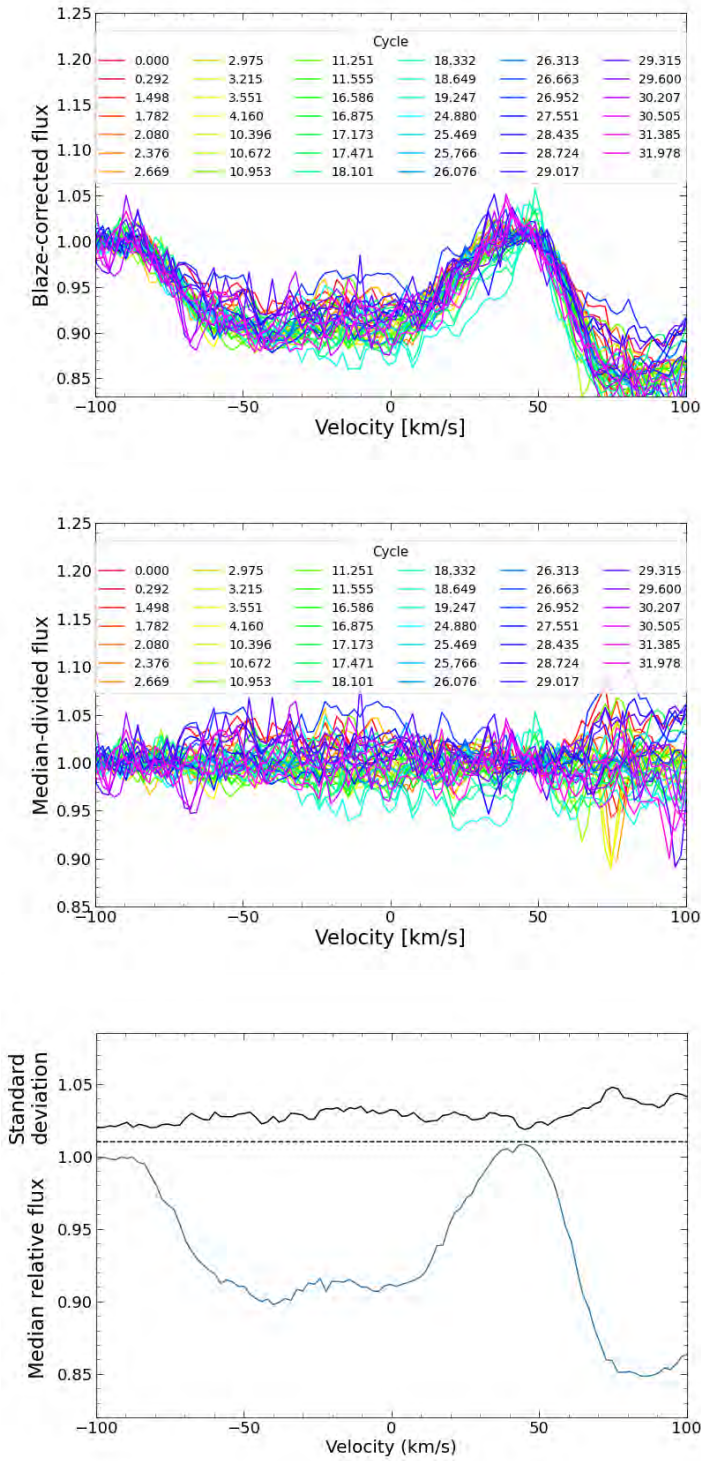
We show the telluric-corrected spectra, median spectrum and median-divided spectra for the He I (Fig. B1), Pa $\beta$  (Fig. B2) and Br $\gamma$  (Fig. B3) lines, used as proxies to investigate the chromospheric activity of LkCa 4.

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

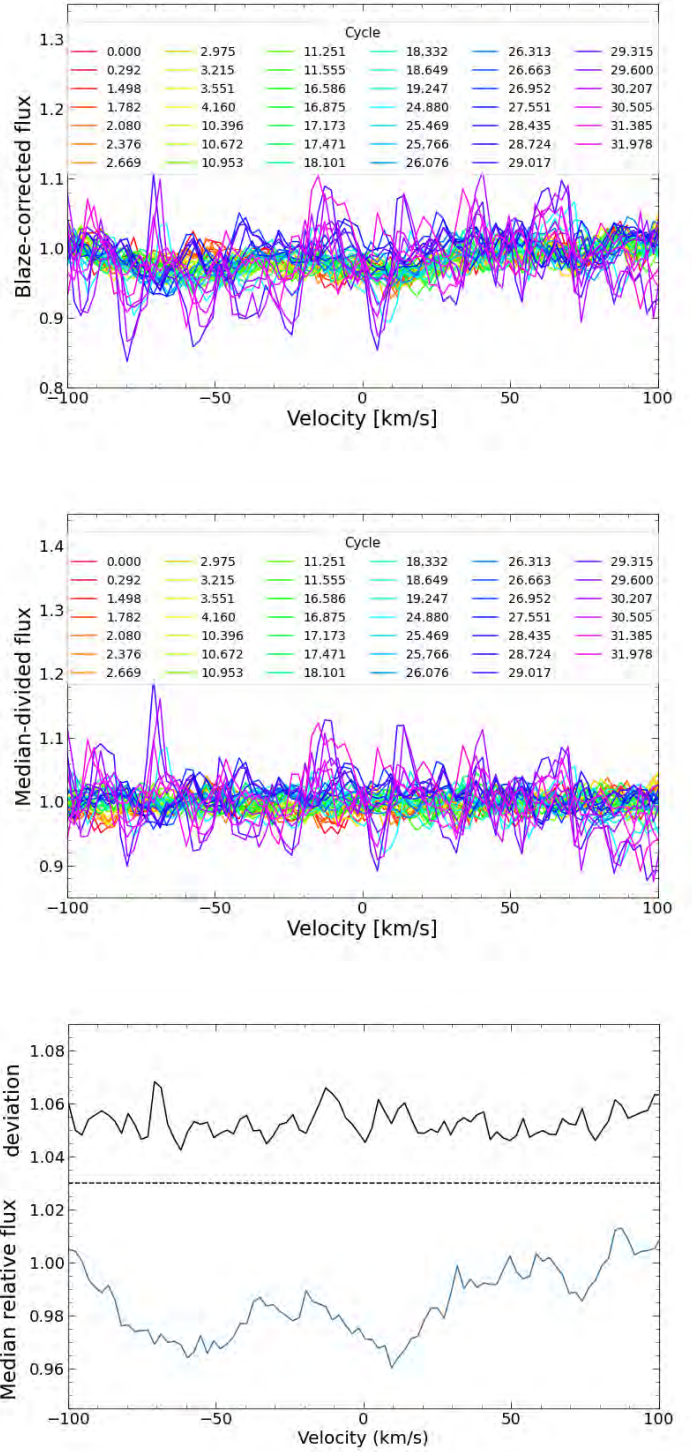


**Figure B1.** Telluric corrected profiles (top), median-divided profiles (middle) and median profile (bottom) for the He I triplet. In the bottom panel, the dispersion in the velocity bins of the median-divided spectra is shown in solid black line, shifted upwards by 1.05 for display purposes while the dashed line depicts the zero variability level.





**Figure B2.** Same as Fig. B1 for the Pa $\beta$  line. In the bottom panel, the zero variability level is shifted upwards by 1.01 for clarity purposes. In addition, we see that the blue wing of the line is blended, likely with a Ca line, causing the depression around  $-50 \text{ km s}^{-1}$ .



**Figure B3.** Same as Fig. B1 for the Br $\beta$  line. In the bottom panel, the zero variability level is shifted upwards by 1.03 for clarity purposes. We see essentially noise in this line.