



**HAL**  
open science

# Vers la détection de planètes à courte période enfouies dans les disques circumstellaires des étoiles jeunes

Kim Pouilly

► **To cite this version:**

Kim Pouilly. Vers la détection de planètes à courte période enfouies dans les disques circumstellaires des étoiles jeunes. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALY049 . tel-03526057

**HAL Id: tel-03526057**

**<https://theses.hal.science/tel-03526057>**

Submitted on 14 Jan 2022

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Kim POUILLY**

Thèse dirigée par **Jérôme BOUVIER**

et codirigée par **Evelyne ALECIAN**, Université Grenoble Alpes

préparée au sein du **Laboratoire Institut de Planetologie et d' Astrophysique de Grenoble**  
dans l'**École Doctorale Physique**

### **Vers la détection de planètes à courte période enfouies dans les disques circumstellaires des étoiles jeunes**

### **Towards the detection of short period planets embedded in the circumstellar disk of young stars**

Thèse soutenue publiquement le **13 septembre 2021**,  
devant le jury composé de :

**Monsieur JULIEN MORIN**

MAITRE DE CONFERENCE, UNIVERSITE DE MONTPELLIER,  
Examinateur

**Monsieur ANTONIO FRASCA**

ASTRONOME ADJOINT, INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica),  
Examinateur

**Madame CATHERINE DOUGADOS**

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALPES,  
Examinatrice

**Madame NADEGE MEUNIER**

ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES, Examinatrice

**Madame CLAIRE MOUTOU**

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION OCCITANIE  
OUEST, Rapporteur

**Monsieur RENE OUDMAIJER**

PROFESSEUR, University of Leeds, Rapporteur



---



École doctorale de Physique

**Doctorat UGA**

**THÈSE**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**Université Grenoble Alpes**

**Spécialité doctorale “Astrophysique et Milieux Dilués”**

*Arrêté ministériel du 15 Mai 2016*

*présentée et soutenue publiquement par*

**Kim POUILLY**

le 13 Septembre 2021

**Vers la détection de planètes à courte période enfouies  
dans les disques circumstellaires des étoiles jeunes /  
Towards the detection of short period planets embedded  
in the circumstellar disk of young stars.**

Directeur de thèse : **Jérôme BOUVIER**

Co-directeur de thèse : **Evelyne ALECIAN**

**Jury**

**Mme Nadège Meunier,**

Astronome, OSUG, France

Examinatrice

**M. Antonio Frasca,**

Astronome, INAF, Italie

Examinateur

**M. Julien Morin,**

Maître de conférence, LUPM, France

Examinateur

**Mme Claire Moutou,**

Directeure de recherche, IRAP, France

Rapporteuse

**Mme Catherine Dougados,**

Directeure de recherche, IPAG, France

Présidente

**M. René Oudmaijer,**

Professeur, Université de Leeds, Royaume-Uni

Rapporteur

**OSUG Grenoble**

**Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble (IPAG)**

UMR CNRS 5274, Domaine Universitaire de Saint Martin d’Hères, France

**T  
H  
È  
S  
E**

---

## Abstract

The aim of my thesis is to go toward detection of short-period protoplanets, embedded in the inner region of the disk. Recent detections of hot Jupiter planets close to young stars bring new constraints on the planetary formation processes. In order to better understand those processes, it is necessary to increase the amount of data and the number of detections of newly formed planets in the inner disk. However, this region is the place of star-disk interactions, especially magnetospheric accretion, whose observational signatures hide planetary signal. My objective is thus to fully characterize the variabilities linked to this phenomenon in order to study the residuals.

The classical T Tauri stars are pre-Main Sequence stars, young stellar objects still accreting materials from their inner disk. These stars own a strong magnetic field, able to truncate the inner disk at magnetospheric radius and drive the accretion. This phenomenon is called “magnetospheric accretion”. The magnetic pressure on the disk constrains material to leave the disk plane, forming accretion funnel flows along the magnetic field lines until a localized region at the stellar surface. At this point, the material arrives at a velocity near the freefall velocity, and dissipates its kinetic energy on the surface, producing an accretion shock. The shock heats this region, producing a hotter and brighter region called “hot spot”.

This region cannot be resolved by direct imaging, and hardly by interferometry, I thus used photometric, spectroscopic and spectropolarimetric time series to characterize those processes using variability analysis. More precisely, I took advantage of ESPaDOnS’ spectropolarimetric follow-ups at CFHT close to the Kepler-K2 observations in order to study 2 specific objects: HQ Tauri and V807 Tauri. The quasi-simultaneous campaigns such as these are difficult to obtain, and offer a unique opportunity to compare photometric and spectropolarimetric signatures.

The Kepler-K2 light curves allow a precise measurement of the rotation period of the star, and first hypotheses about the structures on those systems as well. I compared the photometric variability with the ESPaDOnS’ high-resolution spectroscopy, which provides magnetic information with its spectropolarimetric mode as well, knowing that the structures induced by the magnetospheric accretion process have their own spectroscopic signatures. Furthermore, the magnetospheric radius is usually close to the corotation radius, meaning the radius where the disk’s Keplerian period is equal to the stellar rotation period, making those structures rotate at the same period than the star. However, there are still signatures not linked to the magnetospheric accretion which are modulated on stellar rotation period, like dark spots, and signatures linked to the magnetospheric accretion process but not periodic, like magnetospheric ejections which are observed as episodic events during the usual time range of follow-ups. They have to be considered.

This project allowed to identify the signatures of magnetospheric accretion, and ascribe them to the different processes, yielding its complete characterization, at least for those 2 objects. This allows to identify unexpected residual signatures as well, for which I proposed some hypothesis asking additional observations to be confirmed.

---

## Résumé

Le but de ma thèse est d'aller vers la détection de protoplanètes à courte période dans les régions internes du disque des étoiles T Tauri classiques. En effet, les récentes détections de planètes de type Jupiter proche d'étoiles jeunes amènent de nouvelles contraintes sur les processus de formation planétaires. Afin de mieux les comprendre, il est nécessaire d'augmenter la quantité de données et le nombre de détections de planètes en formation, tout juste formées, dans le disque interne. Cependant, cette région est également la place des interactions étoile-disque, en particulier de l'accrétion magnétosphérique, dont les signatures observationnelles masquent le signal planétaire. Mon objectif est donc de les caractériser complètement afin de pouvoir étudier les signatures résiduelles.

Les étoiles T Tauri classiques sont des objets jeunes, dit pré-séquence principale, accrétant de la matière de leur disque circumstellaire interne. Ces étoiles sont connues pour posséder un fort champ magnétique capable de tronquer leur disque au rayon magnétosphérique et de contrôler l'accrétion de la matière sur l'objet central. Ce phénomène s'appelle "accrétion magnétosphérique". En effet, la pression magnétique exercée au rayon magnétosphérique est telle qu'elle va forcer la matière à quitter le plan du disque pour former des colonnes d'accrétion le long des lignes de champ jusqu'à des régions localisées à la surface de l'étoile. À cet endroit, la matière, qui arrive à une vitesse proche de la vitesse de chute libre, va dissiper son énergie cinétique sous la forme d'un choc d'accrétion, chauffant cette région et la rendant plus chaude et donc plus brillante que le reste de la surface. Cette structure est appelée tache chaude.

Cette région du système est inaccessible par imagerie directe, et difficile à résoudre par interférométrie, j'ai donc utilisé des suivis photométriques, spectroscopiques et spectropolarimétriques, afin de caractériser les processus en place à travers les variabilités qu'ils induisent. Dans le détail, j'ai profité de la proximité des observations photométriques du satellite Kepler-K2 avec un suivi spectropolarimétrique ESPaDOnS au CFHT pour étudier 2 objets : HQ Tauri et V807 Tauri. Les campagnes d'observations quasi-simultanées telles que celles-ci sont difficiles à obtenir et offrent une opportunité unique de comparer les marqueurs propres à la photométrie et à la spectropolarimétrie.

La courbe de lumière visible K2 va notamment me permettre de mesurer avec précision la période de rotation de l'étoile, et d'émettre de premières hypothèses sur les structures présentes dans ces systèmes. J'ai pu ensuite comparer les variabilités photométriques avec la spectroscopie haute-résolution ESPaDOnS et les signatures magnétiques que le mode spectropolarimétrique de cet instrument permet d'obtenir. En effet, les différentes structures inhérentes à l'accrétion magnétosphérique possèdent leur propre empreinte dans les spectres. Le rayon magnétosphérique se trouve généralement proche du rayon où la période Keplerienne du disque égale la période de rotation stellaire. De ce fait, toutes les structures de cette région tournent à la même période que celle de rotation de l'étoile, produisant une modulation de leurs signatures sur cette période. Il existe de plus des signaux périodiques mais non liés à l'accrétion magnétosphérique, comme les taches froides, ainsi que d'autres non périodiques mais pourtant liés à aux interactions étoile-disque, comme les éjections magnétosphériques, qui sont observées comme des événements épisodiques sur la durée typique des suivis. Elles doivent également être prises en compte.

Ces travaux ont permis d'identifier et d'attribuer les variabilités aux processus inhérents à l'accrétion magnétosphérique, menant à sa complète caractérisation, au moins pour ces deux objets. Cette caractérisation a également permis de faire ressortir des signatures résiduelles inattendues pour lesquelles j'ai pu émettre un certain nombre d'hypothèses demandant un approfondissement accompagné de nouvelles observations pour être vérifiées.



---

## Remerciements - Acknowledgments

Il est délicat de rédiger cette page, principalement de par la tendance naturelle des personnes à se vexer si elles n'apparaissent pas ici alors qu'elles estimaient devoir y être. Je vais attribuer la place de choix du premier paragraphe pour remercier toutes les personnes qui m'ont aidé ou soutenu dans ce projet et que je vais oublier dans la suite de cette page.

Mes directeurs de thèse, Evelyne Alecian et Jérôme Bouvier, ont selon moi rempli leur rôle à la perfection. Souvent contradictoires dans leurs conseils, mais au final toujours complémentaires. Evelyne, Jérôme, je vous remercie chaudement pour votre accompagnement tout au long de ce formidable projet, vous avez su me laisser l'autonomie dont j'ai besoin pour m'épanouir, sans pour autant m'abandonner. Merci d'avoir hissé ma thèse parmi les expériences les plus agréables que j'ai vécues.

Mes chers membres de jury, merci d'avoir accepté cette tâche additionnelle ainsi que l'organisation et les changements de dernière minute que cela a engendré. Mais surtout, merci d'avoir, en toute compréhension, absorbé une partie de la pression que j'ai reçue et que je vous ai transmise dans ces moments.

John, Flo, Simon, Alo, Guillaume (x2), Benj, et les autres, la génération de doctorant à laquelle nous appartenons est plutôt fournie, mais cela ne nous a pas empêché de rester tous soudés, et a forcément augmenté le nombre de discussions enrichissantes, scientifiques ou non, mais dans tous les cas jouant un rôle essentiel sur le confort de vie au laboratoire. Vous avez embelli ces 3 années, et rien que pour ça, merci. Aux scientifiques de l'équipe SPIDI, et de l'IPAG en général, vous n'êtes pas sans reste, amicaux, souriant, agréable et amusant, votre présence fut tout aussi important dans mon bien-être au travail !

Les "non-scientifiques" ont joué leur rôle également, et quel rôle ! Je vais commencer par l'équipe administrative de l'IPAG, ceux travaillant directement avec moi et sans qui nous serions obligés de faire face à notre phobie administrative, mais plus particulièrement celles avec qui je me suis liés d'amitié : Marie-Hélène, Séverine, Fabienne, vous avez drastiquement augmenté le temps de mes pauses café, mais le regain de bonne humeur et de productivité que j'en tirai à chaque fois en valait le coup. Merci pour votre aide indirecte.

Ma famille, dans laquelle je suis né. En particulier ma mère, ma sœur et mon second père, qui m'ont toujours soutenu dans mes choix durant ma formation, même si cela impliquait parfois une distance géographique importante, ou des sacrifices financiers. Je n'aurais sûrement jamais fait un parcours aussi long si je ne vous avais pas eu derrière moi à chaque instant.

Ma famille, dans laquelle j'ai été accueilli, Joelle, Alex, Auré, Michmouch, Brice et affiliés. Vous avez joué un rôle crucial dans la stabilité de ma nouvelle vie à Grenoble, avec de la bonne humeur et de la joie dans les moments de ma vie personnelle dans cette région où je ne connaissais personne. Au passage, merci Joelle pour les 20 kg en plus dont tu es partiellement responsable (mais ça valait le coup).

J'en viens au paragraphe qui me serait impossible de prononcer à voix haute. Ma famille, celle que j'ai construite. Ma femme Aline, tu m'as supportée quasiment depuis le début, te réjouissant pour moi pendant les hauts, sans broncher pendant les bas, et ce même enceinte jusqu'au cou pendant les phases les plus dures de la rédaction de ce manuscrit. Je te remercie simplement de faire partie de ma vie et d'être ce que tu es pour moi. La dernière personne, et pas des moindres, mon fils Aël, tu ne comprends sûrement pas très bien ce qu'il se passe, mais tu étais là, et je suis fier d'avoir passé la ligne d'arrivée de cette formidable aventure devant toi. Je vous aime, tous les deux, j'ai hâte de poursuivre l'aventure qui nous attend tous les trois.

Je dédits donc ce manuscrit à la prunelle de mes yeux : à Aël, et à Aline ...



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>1 Introduction et mise en contexte</b>	<b>1</b>
1.1 Formation stellaire et objets jeunes . . . . .	2
1.2 Disque circumstellaire . . . . .	4
1.3 Processus d'accrétion et d'éjection . . . . .	6
1.4 Objectifs de la thèse . . . . .	9
1.5 Références . . . . .	10
<b>2 Accrétion magnétosphérique</b>	<b>15</b>
2.1 Champ magnétique des CTTs . . . . .	16
2.2 Colonnes d'accrétion . . . . .	20
2.3 Choc d'accrétion . . . . .	23
2.4 Disque warp et comportement de dipper . . . . .	26
2.5 Conclusion . . . . .	28
2.6 Références . . . . .	28
<b>3 Méthodes et outils d'analyses</b>	<b>33</b>
3.1 Photométrie . . . . .	34
3.2 Spectroscopie . . . . .	38
3.3 Spectropolarimétrie . . . . .	49
3.4 Conclusion . . . . .	55
3.5 Références . . . . .	56
<b>4 Les cas de HQ Tauri et V807 Tauri</b>	<b>59</b>
4.1 Présentation des objets . . . . .	60
4.2 Principaux résultats des études . . . . .	63
4.3 Principales conclusions . . . . .	88
4.4 Papiers publiés . . . . .	95
4.5 Références . . . . .	128
<b>5 Conclusion de la thèse</b>	<b>131</b>
5.1 Rappel des grandes problématiques . . . . .	132
5.2 Apportées du projet de thèse . . . . .	134
5.3 Travaux futurs . . . . .	137
5.4 Références . . . . .	138



# Liste des figures

1.1	Différentes phases de la formation stellaire. La ligne du haut représente une vision schématique de l'objet à chaque phase, les figures du bas sont les distributions d'énergie spectrales correspondantes décomposées selon les différentes composantes de l'objet. Adaptée de André (2002). . . . .	3
1.2	Tracés évolutifs d'objets jeunes représentés sur un diagramme H-R pour différentes masses (de 0.1 à 6.0 masses solaires). Les valeurs sur la droite correspondent aux âges des différentes isochrones en pointillés. Les chemins de Hayashi sur lesquels se trouvent les T Tauris sont les tracés verticaux, uniquement pour les étoiles de masse inférieure à 2 masses solaires. Crédits : Palla & Stahler (1999) . . . . .	4
1.3	SED de GO Tau (CTTS), en bleu les contribution de l'étoile (ligne pointillée) et du disque (ligne continue). Adaptée de Hartmann et al. (2016) . . . . .	5
1.4	HL Tau en continu à 1.3 mm. Crédits : ALMA Partnership et al. (2015) . . . . .	6
2.1	Schéma du processus d'accrétion magnétosphérique des CTTSs. Crédits : Hartmann et al. (2016). . . . .	16
2.2	Exemple de distribution de densité à partir de simulations MHD 3D d'accrétion sur les CTTSs dans le régime stable ( <i>gauche</i> ) et instable ( <i>droite</i> ). Certaines lignes de champ magnétique sont tracées en rouge. Crédits : Kurosawa & Romanova (2013). . . . .	17
2.3	Profils LSD de Stokes I ( <i>bleu</i> ) et V ( <i>rouge</i> ) de la CTTS GQ Lup. Le profil de Stokes V a été multiplié par 20 et décalé de 1.1 pour une meilleure visualisation. Crédits : Donati et al. (2012) . . . . .	18
2.4	<i>Haut</i> : cartes de champ magnétique radial ( <i>gauche</i> ), azimutal ( <i>milieu</i> ) et méridional ( <i>droite</i> ) reconstruites avec ZDI. <i>Bas</i> : cartes de brillance photosphérique ( <i>gauche</i> ) et d'émission de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm ( <i>droite</i> ). Ces cartes sont représentées en projection polaire, le pôle nord se trouve au centre et les marqueurs à l'extérieur de la carte correspondent aux phases d'observation. Crédits : Donati et al. (2019). . . . .	20
2.5	Raie résiduelle (i.e., soustraite de la contribution de la photosphère) H $\beta$ de HQ Tau fortement perturbée par un profil IPC avec une absorption maximale à $v \sim 100 \text{ km.s}^{-1}$ et s'étendant jusqu'à $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ . . . . .	21

2.6	<i>Gauche</i> : Matrice de corrélation de la raie H $\beta$ de HQ Tau. Le jaune clair indique une corrélation importante, le violet foncé une anti-corrélation importante, et le orange indique une absence de corrélation. On notera ici une forte corrélation allant de $v \sim -50 \text{ km.s}^{-1}$ à $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ . <i>Droite</i> : Périodogramme 2D (i.e., périodogramme calculé dans chaque canal de vitesse d'une raie donnée), de la raie H $\beta$ de HQ Tau. Les pics de puissance du périodogramme sont représentés en jaune, le profil blanc superposé correspond au profil moyen. On notera la périodicité de l'aile rouge de la raie à $f \sim 0.4 \text{ d}^{-1}$ , correspondant à la période de rotation de l'étoile. Le pic à $f \sim 0.6 \text{ d}^{-1}$ est un alias du périodogramme. . . . .	22
2.7	Schéma de la structure du choc montrant le bas de la colonne d'accrétion, la région pré-choc, le choc, la région post-choc et la photosphère chauffée. Crédits : Hartmann et al. (2016). . . . .	24
2.8	<i>Gauche</i> : Décomposition de la raie H $\alpha$ de AA Tau en 3 Gaussiennes. Le tracé fin correspond au profil observé, les tracés pointillés correspondent aux différentes Gaussiennes décomposant le profil dont la somme est illustrée par le tracé épais. <i>Droite</i> : mesure de la vitesse de la composante en absorption la plus rouge en fonction de celle de la plus bleue. La ligne noire correspond à la régression linéaire de ces données en excluant les 3 points déviants. Crédits : Bouvier et al. (2003). . . . .	25
2.9	Simulation montrant la production d'un warp à la limite disque-magnétosphère par une magnétosphère inclinée. La figure du haut montre une coupe de la distribution de densité, celle du bas montre les niveaux de densité. Crédits : Romanova et al. (2013). . . . .	26
2.10	Courbe de lumière Kepler-K2 du dipper LkCa15 du 7 Mars au 18 Mai 2017. L'axe vertical représente le flux, l'axe horizontal et le code couleur représentent tout deux les dates Juliennes d'observation. Crédits : Alencar et al. (2018) . . . . .	27
3.1	<i>Haut</i> : Courbe de lumière K2 de HQ Tau. <i>Milieu</i> : Courbe de lumière K2 de HQ Tau repliée en phase. <i>Bas</i> : Périodogramme de Lomb-Scargle obtenue sur la courbe de lumière. . . . .	36
3.2	<i>6 premières lignes</i> : spectre de HQ Tauri sur les fenêtres de longueurs d'onde utilisées pour la détermination des paramètres stellaires. <i>Dernière ligne</i> : Spectre de HQ Tauri ( <i>bleu</i> ) et spectre synthétique ZEEMAN selon le meilleur ajustement des paramètres stellaires ( <i>orange</i> ). . . . .	39
3.3	Position de V807 Tauri dans un diagramme HR. La croix rouge représente la position de l'objet avec les incertitudes de mesure. Les courbes noires sont des modèles évolutifs d'étoiles jeunes par Baraffe et al. (1998) dont les masses sont indiquées en haut de la figure. Les courbes bleues indiquent les endroits où la masse du coeur radiatif atteint 30% et 1% de la masse de l'étoile. . . . .	40
3.4	Illustration de la formation d'une bosse dans une raie en absorption par une tache à la surface de l'étoile. Crédits : Vogt & Penrod (1983). . . . .	42
3.5	<i>Haut</i> : spectres de V807 Tauri en bleu (Pouilly et al., 2021) et de V819 Tauri en rouge (modèle photosphérique) corrigés de la vitesse déduite de la CCF sur la fenêtre 567-572 nm. <i>Bas</i> : CCF ( <i>bleue</i> ) et son ajustement par une Gaussienne ( <i>rouge</i> ). . . . .	43

- 3.6 *Haut* : courbe de vitesse radiale de V807 Tauri (Pouilly et al., 2021), la ligne pointillée noire illustre la vitesse moyenne, la courbe noire montre le meilleur ajustement sinusoïdal, les couleurs indiquent les différents cycles de rotation. *Bas* : courbe de vitesse radiale repliée en phase, en suivant l'éphéméride définie par la courbe de lumière K2. . . . . 44
- 3.7 *Gauche* : P2D de la raie H $\alpha$  de HQ Tauri (Pouilly et al., 2020) (*haut*) et profil moyen de la raie avec sa variance représentée par la zone bleue (*bas*). *Droite* : carte de FAP correspondante, toute la partie jaune représente une FAP  $\geq 0.05$ . Le seul pic avec une FAP  $\leq 0.01$  est la zone à  $f \sim 0.4 \text{ d}^{-1}$  ( $P \sim 2.5$  jours). Le pic à  $f \sim 0.6 \text{ d}^{-1}$  est un alias du périodogramme lié à l'échantillonnage des observations, il présente une FAP d'environ 0.025. . . . . 44
- 3.8 Matrices d'auto-corrélation des raies H $\alpha$  (*gauche*) et H $\beta$  (*milieu*) et matrice de corrélation H $\alpha$  vs. H $\beta$  (*droite*). La couleur jaune indique une forte corrélation, la couleur violette une forte anti-corrélation et le orange indique qu'il n'a pas de corrélation. Les panneaux le long de chaque axe montrent la raie correspondante en noir avec son profil de variance en bleu. . . . . 45
- 3.9 Schémas représentant la tache avec les deux composantes de vitesse ( $V_r$  liée à la rotation et à la vitesse radiale de l'étoile et  $V_{flow}$  à la vitesse de la matière dans la zone post-choc). *Haut* : Vue pole-on à la phase  $\varphi = 0.25$  (*gauche*) et  $\varphi = 0.5$  (*droite*) pour une tache localisée à l'équateur et une inclinaison de  $90^\circ$ , la flèche grise représente la ligne de visée. *Bas* : Vue edge-on pour une tache localisée à une colatitude quelconque  $\theta$  et une inclinaison de  $90^\circ$  (*gauche*) et quelconque  $i$  (*droite*). . . . . 48
- 3.10 Vitesse radiale de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm en fonction de la date Julienne (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*). Chaque couleur représente un cycle de rotation. La courbe noire montre l'ajustement par le modèle décrit dans la Section 3.2.7, avec l'incertitude à  $1\sigma$  sur la valeur de  $V_{flow}$  illustrée en gris. Ici j'ai  $V_{flow} = 9.5 \text{ km.s}^{-1}$  et  $\theta = 20^\circ$ . . . . . 49
- 3.11 Résultat de la procédure LSD pour V807 Tauri le 8 Novembre 2017. Le panneau du haut montre le signal LSD de Stokes V, celui du milieu le signal LSD Null et celui du bas le signal LSD Stokes I, le tout normalisé par l'intensité du continu  $I_c$ . Ces observations n'ont pas été corrigées de la vitesse radiale de l'étoile. . . . . 52
- 3.12 Cartes produites par ZDI pour AA Tau par Donati et al. (2010) en projection polaire à partir des profils LSD et du traceur d'accrétion Ca II IRT. Les valeurs autour des cartes correspondent à la phase rotationnelle et les tirets sont les phases où l'étoile a été observée. Le cercle en gras représente l'équateur. *Haut* : Cartes de champs magnétiques radial (*gauche*), azimutal (*milieu*) et méridional (*droite*). Les valeurs du code couleur sont données en Gauss (G). *Bas* : Carte de brillance photosphérique à partir des profils LSD de Stokes I (*gauche*), normalisée par la brillance moyenne de la surface, et carte d'excès d'émission du Ca II IRT (*droite*). . . . . 53
- 4.1 Courbe de lumière KELT de HQ Tau. On observe les épisodes de fortes diminutions du flux localisées à J.D. 2454400, J.D. 2 455 500, J.D. 2 456 300 et J.D. 2 457 000. Crédits : Rodriguez et al. (2017). . . . . 60



- 4.2 *Haut* : courbe de lumière K2 de HQ Tauri. Le pic à J.D. 2 457 890.0 est probablement un artefact instrumental. *Milieu* : courbe de lumière K2 de HQ Tauri repliée en phase en suivant l'Équation 4.1. *Bas* : périodogramme de Lomb-Scargle obtenu pour la courbe de lumière K2 de HQ Tauri. . . . . 64
- 4.3 Courbe de lumière de HQ Tauri dans le filtre V. Les cercles pleins représentent les mesures CrAO, la ligne continue est la courbe de lumière K2, les triangles pleins correspondent aux mesures AAVSO et les croix et cercle vides sont les mesures ASAS-SN dans le filtre g (remis à l'échelle) et V, respectivement. Le panneau du haut montre la courbe de lumière complète, celui du bas est un zoom autour des observations ESPaDOnS. . . . . 65
- 4.4 Diagramme couleur magnitude obtenus à partir des données CrAO. *Gauche* : V v.s. (V-R)<sub>J</sub>. *Droite* : V v.s. (V-I)<sub>J</sub>. La ligne pointillée est la droite attendue pour une extinction par des grains du milieu interstellaire. Le code couleur correspond à la date Julienne et permet de distinguer les deux époques d'observation : les points clairs pour la première, et les points sombres pour la seconde. . . . . 65
- 4.5 Vitesse radiale de HQ Tauri en fonction de la date Julienne (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*). La courbe noire correspond au meilleur ajustement par une sinusoïde. Chaque couleur représente un cycle de rotation. . . . . 67
- 4.6 *Haut* : profils résiduels des raies H $\alpha$  (*gauche*), H $\beta$  (*milieu*) et Ca II IRT (*droite*). Les couleurs représentent chacune un cycle de rotation et sont cohérentes avec la Figure 4.5. *Bas* : P2D correspondants à chaque raie, la couleur représente la puissance du périodogramme, le maximum en jaune et le minimum en bleu foncé. La période de rotation correspond à la zone jaune à  $f \sim 0.4 \text{ j}^{-1}$ . Celle à  $f \sim 0.6 \text{ j}^{-1}$  est l'alias à 1 jour du périodogramme. Le profil blanc superposé est le profil moyen de la raie. . . . . 67
- 4.7 Profil résiduels H $\alpha$  (2 colonnes de gauche) et H $\beta$  (2 colonnes de droite) ordonnés selon les phases de rotation et les jours d'observation. . . . . 68
- 4.8 Matrices d'auto-corrélation des raies H $\alpha$  (*gauche*), H $\beta$  (*milieu*) et Ca II IRT (*droite*). La couleur jaune indique une forte corrélation, le violet une forte anti-corrélation et le orange indique l'absence de corrélation. . . . . 69
- 4.9 *Haut* : profils superposés de la raie Na I D2. Le profil pointillé noir correspond au profil photosphérique synthétique ZEEMAN, produit avec les paramètres connus de HQ Tauri. *Bas* : P2D de la raie Na I D2. Les couleurs sont les mêmes que pour les figures précédentes. . . . . 70
- 4.10 Profils de la raie Na I D2 ordonnés selon la phase de rotation (*gauche*), et les jours d'observation (*droite*). . . . . 71
- 4.11 Profils LSD de HQ Tau. Les profils noirs correspondent aux profils de Stokes I (*gauche*), V (*milieu*) et profil Null (*droite*). Les profils rouges correspondent à l'ajustement produit par l'analyse ZDI. Les profils sont ordonnés selon la phase de rotation indiquée à droite de chacun d'entre eux. . . . . 71
- 4.12 Champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface stellaire calculé à partir des profils LSD de la Figure 4.11. La ligne noire pointillée correspond à  $B_l = 0 \text{ G}$  et les autres couleurs correspondent aux cycles de rotation. . . . . 72

4.13	<i>Panneau du haut</i> : carte de brillance de HQ Tauri, les couleurs brunes représentent des structures sombres, les couleurs jaunes des structures brillantes. <i>3 panneaux du bas</i> : Cartes de champs radial, azimutal et méridional du champ magnétique de surface. Le rouge et le bleu représentent respectivement des valeurs de l'intensité du champ magnétique positive et négative. Les marqueurs au sommet des cartes représentent les phases d'observation.	73
4.14	Courbe de lumière K2 de V807 Tauri ( <i>haut</i> ) et courbe de lumière repliée en phase ( <i>bas</i> ) selon l'éphéméride 4.2. Le code couleur est à l'échelle de la date Julienne. . . . .	74
4.15	Diagrammes couleur-magnitude $V-(V-R)_J$ ( <i>gauche</i> ) et $V-(V-I)_J$ ( <i>droite</i> ) de V807 Tauri à partir de la photométrie multi-couleurs CrAO. Les lignes pointillées représentent la pente liée à une extinction interstellaire et le code couleur est à l'échelle des dates Juliennes d'observation. . . . .	75
4.16	<i>4 premières lignes</i> : fenêtres de longueurs d'onde choisies pour la détermination des paramètres stellaires. <i>Dernière ligne</i> : spectre de V807 Tauri ( <i>bleu</i> ) et spectre synthétique ZEEMAN ( <i>orange</i> ) sur la fenêtre 640 - 649 nm. . . . .	76
4.17	HRD autour de la position de V807 Tauri, la croix rouge représente cette position avec ses incertitudes. Les courbes noires représentent les tracés évolutifs de Baraffe et al. (1998) pour les masses indiquées au-dessus de chacun, et les courbes pointillées bleues illustrent les positions pour lesquelles la masse du cœur convectif atteint 30% et 1% et la masse stellaire. . . . .	77
4.18	Taux d'accrétion de masse calculés à partir de la raie $H\alpha$ en fonction de la date Julienne d'observation ( <i>haut</i> ) et de la phase de rotation ( <i>bas</i> ). Chaque couleur correspond à un cycle de rotation. . . . .	78
4.19	<i>Haut</i> : courbe de vitesse radiale de V807 Tauri, chaque couleur de point correspondant à un cycle de rotation, et son ajustement sinusoïdal en noir avec une période fixée à la période photométrique. <i>Bas</i> : courbe de vitesse radiale repliée en phase. La ligne horizontale des deux figures représente la vitesse moyenne. . . . .	79
4.20	<i>De gauche à droite, et du haut vers le bas</i> : profils résiduels des raies $H\alpha$ , $H\beta$ , $H\gamma$ , et profils de la raie He I as 587.6 nm, ordonnés par phase et jour d'observation. . . . .	80
4.21	<i>De gauche à droite</i> : P2D des profils résiduels des raies $H\alpha$ , $H\beta$ et $H\gamma$ . La couleur jaune représente les plus hautes puissances du périodogramme, et la ligne horizontale noire montre la période photométrique. Les panneaux du bas montrent le profil moyen de chaque raie en noir et sa variance en bleu.	81
4.22	<i>De gauche à droite et de haut en bas</i> : matrices d'auto-corrélation de $H\alpha$ , $H\beta$ et $H\gamma$ , puis matrices de corrélation $H\alpha$ vs. $H\beta$ , $H\alpha$ vs. $H\gamma$ et $H\beta$ vs. $H\gamma$ . . . . .	81
4.23	Profils résiduels de la raie $H\alpha$ de V807 Tauri ( <i>bleu</i> ), leur ajustement par une fonction triple Gaussienne décrite dans le texte ( <i>noir</i> ), ainsi que leur décomposition en 3 Gaussiennes ( <i>gris</i> ). La date Julienne est indiquée dans chaque fenêtre. . . . .	82

- 4.24 *Gauche* : schéma de l'inflation magnétosphérique. La torsion des lignes de champ magnétique induite par une différence de vitesse entre la surface de l'étoile et le bord interne du disque d'accrétion provoque une inflation de la magnétosphère. Cette inflation va également modifier la direction du vent au pied de la colonne d'accrétion, les vitesses projetées de la colonne d'accrétion et du vent vont ainsi évoluer de manière corrélée. Crédits : Bouvier et al. (2003). *Droite* : vitesse de l'absorption rouge en fonction de celle de l'absorption bleue issue de la décomposition en 3 Gaussiennes de la raie H $\alpha$ . Le code couleur est à l'échelle des dates d'observation. . . . . 83
- 4.25 *Gauche* : profils de la raie He I à 587.6 nm, chaque couleur correspond à un cycle de rotation. *Droite* : P2D de la raie He I, la couleur jaune représente les plus hautes puissances du périodogramme. La ligne horizontale noire correspond à la période de rotation de l'étoile et le panneau du bas montre le profil moyen en noir et sa variance en bleu. . . . . 84
- 4.26 Courbe de vitesse de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm, les couleurs représentent chacune un cycle de rotation (*haut*) et sa version repliée en phase (*bas*). La courbe noire correspond à l'ajustement par la fonction décrite en Section 3.2.7 et la zone grise illustre l'incertitude sur  $V_{flow}$ . . . . . 84
- 4.27 Profils LSD de Stokes I (*gauche*), V (*milieu*) et profils Null (*droite*) de V807 Tauri en noir, ordonnés selon la phase de rotation. Les profils rouges sont les ajustements produits par ZDI. . . . . 85
- 4.28 P2D du profil LSD de Stokes I de V807 Tauri. La couleur jaune indique les plus hautes puissances du périodogramme, la ligne horizontale noire montre la période de rotation de l'étoile. Le panneau du bas montre le profil moyen en noir et sa variance en bleu, faible devant l'intensité du signal. . . . . 85
- 4.29 Courbe de  $B_l$  en fonction de la date d'observation (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*), calculée à partir des profils LSD (*gauche*) et de la NC de la raie He I (*droite*). Les couleurs représentent les différents cycles de rotation et la courbe noire du panneau du haut à gauche montre l'ajustement sinusoïdal réalisé. . . . . 86
- 4.30 *Panneau du haut* : carte de brillance de V807 Tau calculée à partir des profils LSD de Stokes I. La couleur bleue représente les régions les plus brillantes (chaudes), la rouge les régions les plus sombres (froides) et la couleur jaune représente la brillance de surface moyenne. Les marqueurs en haut de la figure correspondent aux phases d'observation. *3 panneaux du bas* : cartes de champ magnétique radial, azimutal et méridional calculées à partir des profils LSD de Stokes V. Les régions à champ positif sont représentées en rouge, celles à champ négatif en bleu et les valeurs du code couleur sont données en G. . . . . 87
- 4.31 *Haut* : courbe de lumière K2 séparée en section de 5 dips numérotés, chaque section se recouvre d'un dips. *Bas* : représentation schématique des origines des 4 formes de dips observées (voir texte). Adaptée des simulations de Romanova et al. (2013) . . . . . 94

# Liste des tableaux

4.1	Journal des observations spectropolarimétriques ESPaDOnS de HQ Tauri ( <i>haut</i> ) et V807 Tauri ( <i>bas</i> ). Les colonnes correspondent respectivement à la date d'observation, la date Julienne héliocentrique, au S/N par élément de résolution spectrales à 731 nm, le S/N effectif des profils LSD de Stokes V et la phase rotationnelle de chaque observation. . . . .	62
-----	---	----



# Chapitre 1

## Introduction et mise en contexte

*« Rien ne se perd, rien ne se crée :  
tout se transforme. »*

---

Antoine-Laurent de Lavoisier

### Sommaire

---

<b>1.1 Formation stellaire et objets jeunes</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>1.2 Disque circumstellaire</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.3 Processus d'accrétion et d'éjection</b> . . . . .	<b>6</b>
1.3.1 Accrétion magnétosphérique . . . . .	7
1.3.2 Processus d'éjection . . . . .	7
<b>1.4 Objectifs de la thèse</b> . . . . .	<b>9</b>
<b>1.5 Références</b> . . . . .	<b>10</b>

---

Les étoiles T Tauri sont des objets jeunes tout juste observables dans le domaine du visible. L'intérêt de leur étude réside dans le fait que ces objets marquent un tournant dans le processus de formation stellaire et planétaire. La possibilité d'observer directement une étoile juste avant son arrivée sur la séquence principale offre une occasion unique de caractériser les processus de formation stellaire. De plus, les récentes observations d'exoplanètes autour d'étoiles jeunes laissent à penser que les processus de formation planétaire sont en place en amont de l'arrivée de l'étoile sur la séquence principale.

## 1.1 Formation stellaire et objets jeunes

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans l'étude de l'évolution d'une catégorie d'étoile à une certaine étape de leur vie. Il est donc naturel de commencer ce manuscrit par une vision globale du cycle de vie d'une étoile afin de mieux comprendre l'origine des différentes structures présentes ainsi que l'état vers lequel ces structures tendent à évoluer.

Le point de départ de ces fascinants objets est un grand nuage de matière interstellaire. Ce nuage, turbulent et hétérogène, va s'écrouler autour des zones de plus grande densité par interaction gravitationnelle (Shu, 1977). Cette brutale instabilité peut faire suite à une collision ou encore à une turbulence locale (André et al., 2000). Cependant, l'effondrement d'un nuage d'une certaine masse ne donnera pas naissance à une seule étoile de cette même masse. En effet, la condition d'effondrement du nuage, entre l'énergie potentielle de gravité et l'énergie cinétique du nuage, amène à une condition sur la masse. Cette masse limite, calculée par Jeans en 1926, est appelée masse de Jeans et dépend la température ( $T$ ) et de la densité du nuage ( $\rho$ ) selon  $M_j/M_\odot = 3 \cdot 10^4 \sqrt{T^3/\rho}$ . En se contractant, la densité du nuage augmente, diminuant la masse de Jeans, ce qui a pour effet de fragmenter le nuage en plus petits blocs respectant la nouvelle masse limite (Hoyle, 1953). Cependant la contraction entraîne également un échauffement du nuage, ce qui augmente la masse de Jeans. C'est ce double effet qui va finir par stopper la fragmentation. La compression des blocs finaux ne se poursuit pas *ad vitam aeternam*, elle est freinée par différents processus en commençant par la rotation (Larson, 1985) provenant des conditions initiales du nuage, en particulier du caractère turbulent de ce dernier. Cette rotation contraint un effondrement axial, le long de l'axe de rotation, donnant naissance à un disque qui peut, dans le cas de rotation rapide, se fragmenter à son tour et permettre la naissance de systèmes multiples (Boss, 1995). D'autres phénomènes viennent perturber la compression comme le champ magnétique, dont l'énergie s'oppose à l'énergie potentielle de gravité (Galli & Shu, 1993a,b; Nakano & Nakamura, 1978).

La rotation entraîne une perte de masse le long de l'équateur qui est peu à peu colimatée le long de l'axe de rotation par les lignes de champs magnétiques. Ce processus donne naissance à de puissants jets de matière de part et d'autre du disque, fréquemment observés et étudiés (voir Frank et al., 2014). Ce violent phénomène dissipe le moment angulaire de l'étoile, freinant ainsi sa rotation et favorisant l'accrétion finale sur l'étoile.

Durant sa formation, la proto-étoile rencontre différentes phases avant même d'apparaître à l'observateur, dépendant des masses relatives de l'étoile et de l'enveloppe l'entourant. La première est appelée Classe 0. La masse de ces systèmes est très largement dominée par celle de l'enveloppe, et l'objet central est complètement invisible dans le domaine de l'optique et du proche infrarouge (André, 1997). Cependant, les puissants jets de matière évoqués précédemment sont eux bien visibles et vont perforer le nuage en contraction au niveau des pôles rotationnels de la proto-étoile.

Lorsque la masse de l'étoile devient plus importante que celle de l'enveloppe, la source est dite de Classe I. Ces systèmes possèdent toujours de puissants jets qui, couplés à la

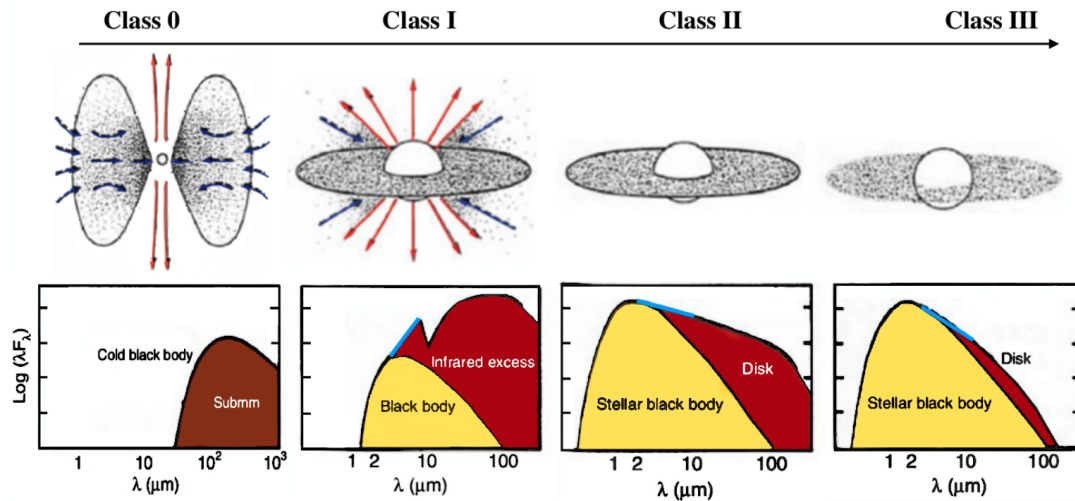


FIGURE 1.1 – Différentes phases de la formation stellaire. La ligne du haut représente une vision schématisée de l’objet à chaque phase, les figures du bas sont les distributions d’énergie spectrales correspondantes décomposées selon les différentes composantes de l’objet. Adaptée de André (2002).

rotation, tendent à aplatir le nuage sur le plan équatorial, qui devient donc un disque. La proto-étoile est donc entourée à la fois d’un disque et son enveloppe, elle n’est donc toujours pas observable dans le visible mais peut commencer à l’être dans l’infrarouge.

L’étape suivante est la Classe II, elle est caractérisée par la seule présence du disque, l’enveloppe ayant été complètement dissipée, rendant ces sources observables dans le domaine du visible. Le disque quant à lui est toujours visible à travers son rayonnement infrarouge. L’objet central a alors au moins atteint 90% de sa masse finale et continue d’accréter de manière moins prononcée qu’aux étapes précédentes (le taux d’accrétion de masse typique est  $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  selon Manara et al. (2016)). Les objets de la Classe II de masse solaire sont appelés étoiles T Tauri classiques (classical T Tauri stars - CTTs) et seront au centre des travaux de cette thèse.

La Classe III est le dernier stade évolutif des étoiles en formation, le gaz du disque a complètement été accréte et il ne reste qu’une petite quantité de poussière dans le disque qui produit toujours un léger excès infrarouge. Les étoiles T Tauri de cette classe sont appelées étoiles T Tauri à raies faibles (weak-lined T Tauri stars - WTTs).

La séparation des différentes classes est visible sur la distribution d’énergie spectrale du système (spectral energy distribution - SED), comme schématisé sur la Fig.1.1. La SED des Classes 0 ne montrent que du flux dans le domaine sous-millimétrique, celle des Classe I est composée du flux visible de l’étoile et infrarouge du disque en étant clairement dominée par la composante du disque. Les SED des Classes II et III sont de la même forme, mais cette fois-ci dominées par la composante de l’étoile et un excès infrarouge amoindri chez les Classes III.

Les CTTs sont donc des étoiles nouvellement formées, mais surtout tout juste visible dans le domaine de l’optique. Ce sont des objets toujours en contraction, sur le chemin évolutif de Hayashi du diagramme de Hertzsprung-Russel (HRD) illustré sur la Fig.1.2. Leur structure interne est majoritairement ou même complètement convective, à cause d’un gradient de température trop élevé (le critère de Schwarzschild n’est plus respecté). De plus l’hydrogène ionisé des couches externes accroît l’opacité du milieu et absorbe le rayonnement l’empêchant de passer. Le fluide chaud de l’intérieur stellaire se met donc en mouvement et permet l’évacuation de la chaleur par convection. Cette convection



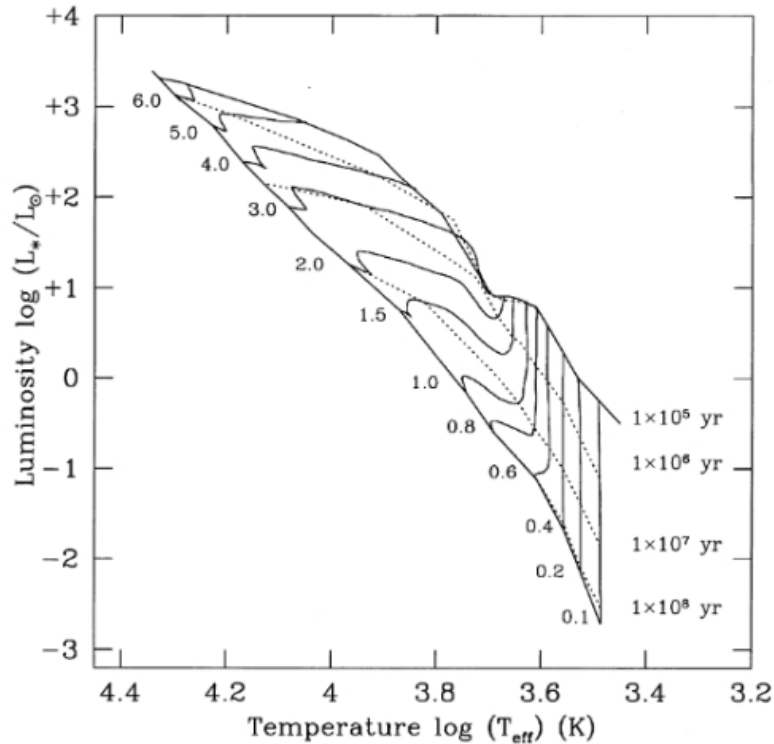


FIGURE 1.2 – Tracés évolutifs d’objets jeunes représentés sur un diagramme H-R pour différentes masses (de 0.1 à 6.0 masses solaires). Les valeurs sur la droite correspondent aux âges des différentes isochrones en pointillés. Les chemins de Hayashi sur lesquels se trouvent les T Tauris sont les tracés verticaux, uniquement pour les étoiles de masse inférieure à 2 masses solaires. Crédits : [Palla & Stahler \(1999\)](#)

sous la surface stellaire implique une dissipation de l’énergie mécanique et magnétique dans une chromosphère étendue et dans la couronne, traduite par l’émission des raies dans le domaine de l’optique et des rayons X.

Elles ont été observées pour la première fois par [Joy \(1945\)](#) dans la région Taurus-Auriga dont elles tirent leur nom, mais c’est [Ambartsumian \(1947\)](#) qui a défini leur caractère jeune toujours en contraction gravitationnelle. Pour en faire partie, elles doivent respecter certains critères définis par [Herbig \(1962\)](#) et revus ensuite par [Bastian et al. \(1983\)](#). Elles doivent se trouver dans une région de formation stellaire, les raies de Balmer et les raies H et K du Ca II doivent être en émission avec une largeur équivalente de H $\alpha$  supérieure à 5 Å, et enfin un type spectral plus tardif que F. Dans le cas où la condition sur la largeur équivalente de la raie H $\alpha$  serait inférieure à 5 Å, l’étoile est catégorisée comme WTTS. Ces objets plus évolués que les CTTs seront peu étudiés dans mes travaux.

## 1.2 Disque circumstellaire

Le disque circumstellaire est une des caractéristiques des sources de Classe II. Il possède sa propre signature, qui a permis par le passé d’établir sa présence. Étant composé de poussière, ce disque émet dans le domaine de l’infrarouge, ce qui produit un excès d’émission infrarouge dans la SED du système ([Lynden-Bell & Pringle, 1974](#)), c’est à dire une composante additionnelle par rapport à un modèle de corps noir d’une température égale à celle de l’étoile. Cet excès s’étend jusqu’au proche infrarouge pour les CTTs, signifiant la présence de matière très proche de l’objet central. La Fig.1.3 montre la SED

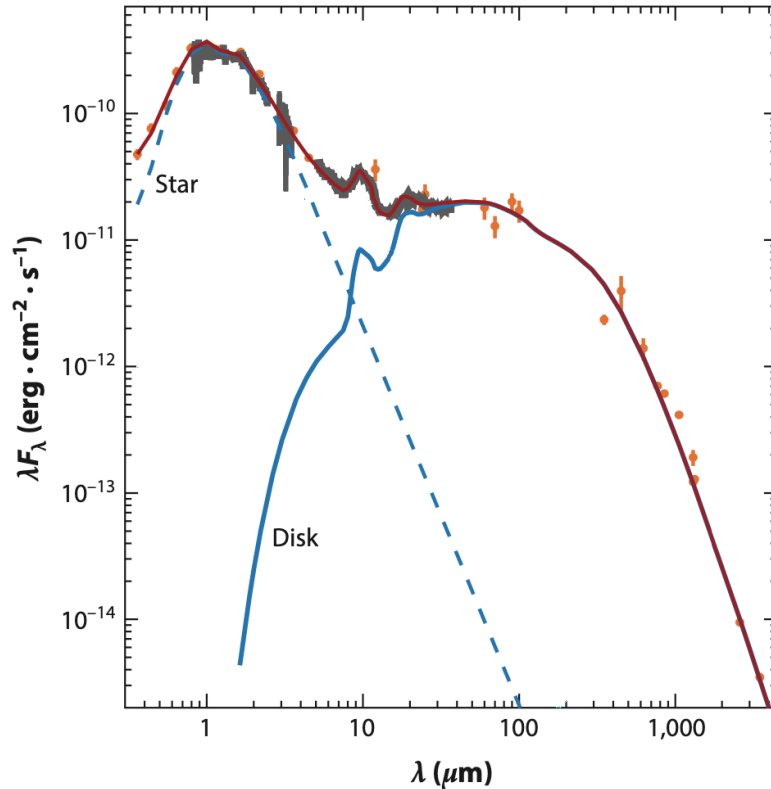


FIGURE 1.3 – SED de GO Tau (CTTS), en bleu les contribution de l'étoile (ligne pointillée) et du disque (ligne continue). Adaptée de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

d'une CTTS avec les contribution de l'étoile et du disque.

Ces disques peuvent être séparés en deux parties :

- Le disque externe, qui s'étend jusqu'à 100 unités astronomique (UA) de l'objet central et que l'on peut résoudre en imagerie directe et en interférométrie comme en témoigne la fameuse image de HL Tau (Fig. 1.4) par [ALMA Partnership et al. \(2015\)](#) dans le domaine millimétrique.
- Le disque interne, qui lui se trouve à moins d'1 UA de l'étoile et où les interactions disque-étoile se produisent.

La poussière du disque interne est donc plus chaude, elle émet dans le proche infrarouge contrairement à celle du disque externe qui émet à des longueurs d'onde plus grandes. De nombreuses structures sont observables dans le disque externe, comme des anneaux, des sillons ou des spirales ([Andrews et al., 2018](#); [Long et al., 2018](#)). Ces structures peuvent être imputées à la présence de planètes, et les récentes détections montrent que ces planètes peuvent se former dans les étapes les plus jeunes de la formation stellaire. En effet, la récente découverte de [Donati et al. \(2016\)](#) d'une planète de type Jupiter à 0.057 UA d'une étoile jeune remet en cause notre compréhension sur leur formation.

En effet, le scénario commun de formation planétaire de [Pollack et al. \(1996\)](#) et [Rice & Armitage \(2003\)](#) qui consiste en la formation de cœurs planétaires par accrétion de particules de poussière peut expliquer la formation de planète de type Jupiter. Cependant, pour former des planètes de ce type à, par exemple, 5 UA de l'étoile, cela demande un temps de 6 Myrs, ce qui est plus important que le temps de vie du disque ([Mamajek, 2009](#)). De plus ce temps croît pour des formations plus lointaines, la question d'une formation proche de l'étoile est donc d'actualité pour ce scénario.

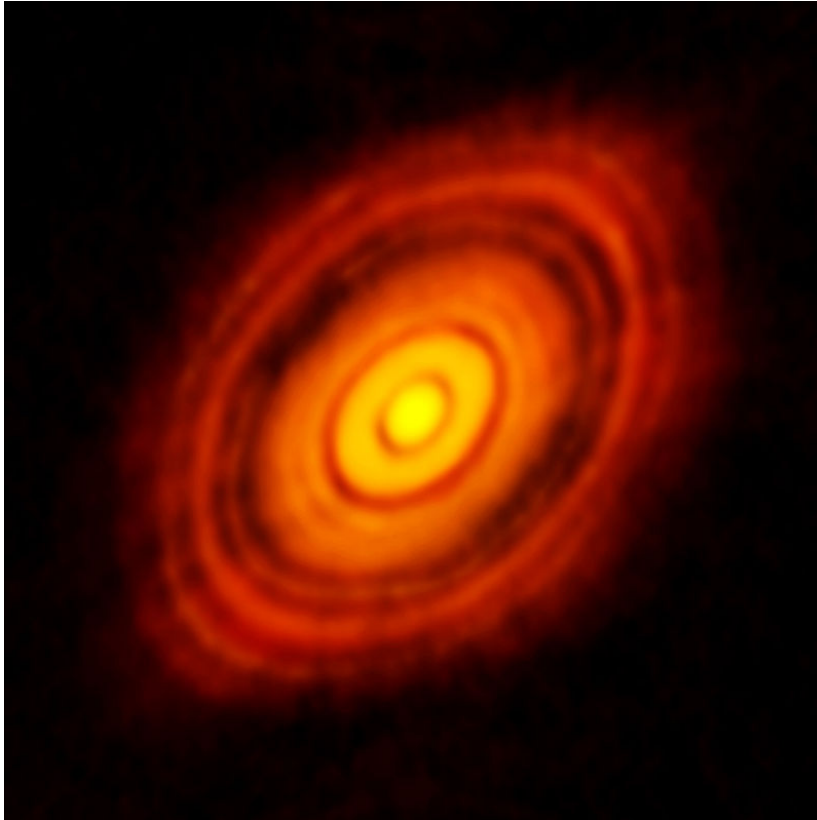


FIGURE 1.4 – HL Tau en continu à 1.3 mm. Crédits : [ALMA Partnership et al. \(2015\)](#)

Cependant, à seulement quelques dixièmes d'unité astronomique de l'étoile, la recherche de planètes se complique car cette région ne peut être résolue par l'imagerie directe. De plus, le disque interne est la place de nombreux processus dont les conséquences observables surpassent de loin quelque signature planétaire. Ce sont ces processus qui sont au cœur de cette thèse, à travers les variabilités qu'ils induisent : l'accrétion et l'éjection de matière.

### 1.3 Processus d'accrétion et d'éjection

La première et la principale caractéristique des CTTs est leur variabilité temporelle, que ce soit de leur spectre ou de leur courbe de lumière, liées aux nombreux phénomènes qu'elles subissent. Elle est en partie due à la présence de taches de différentes natures à leur surface. La détection de variabilités quasi-périodiques a rapidement eu lieu sur ces objets ([Herbig, 1962](#)), sur des échelles de temps typiques de quelques jours. Plus tard, les campagnes de mesures de vitesse de rotation des étoiles T Tauri (e.g. [Bouvier et al., 1986](#); [Hartmann et al., 1986](#)) ont permis de relier ces variabilités à la période de rotation stellaire, en utilisant un rayon proche de celui du soleil. Il a donc été suspecté que des régions de la surface stellaire de différentes températures étaient à l'origine de ces modulations. Cette découverte a rendu possible la mesure directe de la période de rotation ces étoiles. Les études ont menées à la détection de phases périodiques et quasi-périodiques, pour lesquelles la présence de taches froides à la surface stellaire est une bonne explication ([Hartmann & Rosner, 1979](#)). Ces taches sont produites par une amplification locale de l'effet dynamo via la convection ([Durney & Latour, 1978](#)), qui vient bloquer le transport d'énergie vers l'extérieur. Cela se traduit par une baisse locale de la température dans ces

régions à la surface de l'étoile (Hartmann & Rosner, 1979). Ces taches sont également présentes à la surface d'étoiles plus évoluées de la séquence principale, mais dans le cas des TTs il a été démontré que ces taches occupent souvent une large portion de la surface stellaire, typiquement 10% (Bouvier & Bertout, 1989), contre quelques dixièmes de pourcent pour le Soleil par exemple.

Cependant, les taches froides ne sont pas les seules structures présentes à la surface stellaire. Il existe un autre type de tache spécifique aux CTTs : les taches chaudes, reliées au processus d'accrétion en place sur ces objets.

### 1.3.1 Accrétion magnétosphérique

Les CTTs sont connues pour avoir un fort champ magnétique (e.g. Johns-Krull et al., 2001) qui va permettre de tronquer le disque d'accrétion (Bessolaz et al., 2008). La matière va être accrétée par l'étoile en suivant les lignes de champ magnétique sous la forme de colonnes de matière. Ce processus est appelé accrétion magnétosphérique. Les lignes de champs se resserrant pour atteindre le pôle magnétique de l'étoile, la matière va en faire de même et entrer en contact avec la surface stellaire de manière très localisée (e.g. Hartmann et al., 1994; Koenigl, 1991). A cet endroit l'énergie cinétique de la matière est violemment dissipée sous la forme d'un choc d'accrétion, chauffant cette zone et la rendant plus brillante (Bertout, 1989). C'est ce qui est appelé "taches chaudes" et elles induisent le même type de variabilité photométrique que les taches froides évoquées précédemment.

Une des conséquences de ces taches chaudes est le "veiling", qui a même été souvent utilisé pour estimer le taux d'accrétion de masse (Basri & Batalha (1990)). Cela consiste en un remplissage des raies photosphériques, les rendant ainsi moins profondes. C'est encore un phénomène confus mais on sait à ce jour qu'il est composé de 2 sources selon Rei et al. (2018) : un échauffement de l'atmosphère stellaire par la matière accrétée, ainsi qu'une émission additionnelle de continu de la tache chaude elle-même. Ces auteurs ont également révélé une autre source de complexité du veiling, en effet il semblerait que ce soit un phénomène dépendant de la raie sur laquelle on le mesure, plus la raie est profonde, plus le veiling est important.

L'accrétion magnétosphérique possède ses propres signatures spectrales dans le domaine du visible. Par exemple l'émission d'une composante particulière de la raie d'Hélium à 587.6 nm et du triplet infrarouge du Calcium dans une région proche du choc d'accrétion, ou encore des raies de Balmer formées directement dans la colonne d'accrétion. Les colonnes d'accrétion et les taches chaudes étant en rotation avec l'étoile, la variabilité spectroscopique devient un puissant allié pour l'étude des phénomènes d'accrétion.

Au-delà de la variabilité et du veiling, l'accrétion amène avec elle un problème physique de stabilité de l'étoile. En effet, ces objets toujours en contraction devraient tourner de plus en plus vite si on suit le principe de conservation du moment angulaire. Or, les modèles de Gallet & Bouvier (2013) montrent que la vitesse de rotation de l'étoile atteint un maximum avant de diminuer à nouveau, indiquant que le moment angulaire n'est en fait pas conservé pendant la phase de contraction. Les auteurs en ont également déduit les couples externes nécessaires pour maintenir une telle évolution de la rotation. Ils ont montré qu'au début de la phase T Tauri la rotation n'évolue que très peu, mais pour maintenir cela le couple nécessaire pour contrer la contraction gravitationnelle est grandement supérieur à celui nécessaire au maintien d'une étoile de type solaire. En effet, les étoiles accrétantes demandent un couple de freinage bien plus élevé du fait de l'accélération produite par le phénomène d'accrétion. Afin que l'étoile reste stable, il est nécessaire qu'un ou plusieurs processus permettent de dissiper du moment angulaire. Plusieurs sus-

pects existent, et parmi eux se trouvent les phénomènes d'éjection de matière.

### 1.3.2 Processus d'éjection

Les jets et les vents de matière jouent un rôle aussi essentiel que l'accrétion dans la formation stellaire, en plus d'y être intrinsèquement liés. En effet, les signatures de jets collimatés sont détectés à toutes les phases où l'étoile centrale accrete de la matière, ce qui laisse suggérer une connexion entre l'accrétion et l'éjection de matière (Cabrit, 2002; Cabrit et al., 1990; Hartigan et al., 1995). De plus, les CTTSs étant optiquement visibles, leurs propriétés sont mieux définies, et cela permet de bien isoler et étudier les processus d'éjection. Les jets ont même été indirectement une des caractéristiques des CTTSs, car ils produisent les raies interdites [OI] et [SII], condition pour qu'une source soit classée CTTS dans la première définition de Herbig (1962) avant d'être revue par Bastian et al. (1983). Même si leur origine est toujours en discussion, l'avis général se tourne vers des interactions disque-étoile (Frank et al., 2014), et donc une région de lancement à quelque dixièmes d'UA de l'étoile qui ne peut pas être résolue actuellement par les observations. On ne peut donc toujours pas statuer définitivement sur leur origine mais il existe plusieurs modèles reposant sur le principe d'éjection magnéto-centrifuge (Ferreira et al., 2006).

Les vents stellaires sont des éjections de matière induits par l'accrétion même. En effet, la dissipation de l'énergie potentielle de gravitation de l'accrétion permettrait de produire de tels vents. En plus d'être à l'origine des jets de matière, ils pourraient être un bon moyen de dissiper du moment angulaire pour répondre au questionnement de la Section 1.3.1. Le couple appliqué par ces vents est à la fois proportionnelle au taux d'éjection de masse et à l'intensité du champ magnétique (Hartmann & Stauffer, 1989; Matt & Pudritz, 2005). Cependant, en comparant des prédictions de vents stellaires et des observations d'étoiles accrétantes, Zanni & Ferreira (2011) ont montré que pour dissiper de manière efficace le moment angulaire, l'intensité du champ magnétique dipolaire doit être au minimum de 1kG, valeur tout juste atteinte selon les observations (Gregory et al., 2012). De plus, la question du transfert d'énergie due à l'accrétion vers le vent stellaire doit encore être résolue. En effet, les modèles de Cranmer (2008, 2009), basés sur des ondes MHD, montrent que le rapport entre le taux d'éjection et celui d'accrétion de masse atteint difficilement les minimums nécessaires pour produire une dissipation efficace du moment angulaire.

Viennent ensuite les vents de disque, en particulier les vents X (nous ne nous intéresserons pas ici aux vents de disque étendus (c.f., Konigl & Pudritz, 2000), car ils ne sont pas liés au processus d'accrétion magnétosphérique). Le modèle de vent X est directement lié à l'interaction entre la magnétosphère et le disque (Shu et al., 1997). Ce concept repose sur le principe de flux magnétique piégé dans le disque, dans une région appelée région X s'étendant autour du rayon de corotation, où le disque tourne à la même vitesse angulaire que l'étoile. C'est également dans cette région que se situe le rayon de troncation, emplacement de la connexion entre la magnétosphère de l'étoile et le disque. La pression magnétique sur la région X va produire une rotation solide de toute la région, la partie interne de la région X tournera donc à une vitesse sous-Keplerienne, et la partie externe à une vitesse sur-Keplerienne. Dans la partie interne, cela va favoriser l'accrétion de la matière, mais dans la partie externe cela va tordre les lignes de champs magnétiques vers l'extérieur, permettant le lancement de ces vents X. Le processus de dissipation de moment angulaire par les vents X est indirect. La torsion magnétique va transmettre le moment angulaire du gaz accrété vers le disque, à la base de la colonne d'accrétion. La

torsion magnétique du vent va quant à elle permettre au gaz s'échappant d'emporter le moment angulaire avec lui. La somme directe de ces effets des vents X est le transfert du moment angulaire du gaz accrété vers le vent. Cependant, la théorie même des vents X est incertaine. Même si l'accord entre la théorie de [Mohanty & Shu \(2008\)](#), les observations et les modèles semble bien montrer que le disque est impliqué dans la dissipation du moment angulaire, la possibilité pour cette région X d'être en rotation solide autour de l'étoile demande certaines conditions selon les simulations de [Romanova et al. \(2007\)](#). Malheureusement, les conditions de [Romanova et al. \(2007\)](#) ne permettent pas de représenter les vents X à travers des variabilités temporelles, or ce sont ces variabilités qui sont utilisées pour identifier ces processus.

Les vents possèdent leurs propres signatures, différenciées de celles des jets. La signature spectrale la plus connue est le profil P Cygni, qui marque les raies d'émissions, telles que H $\alpha$ , d'une absorption décalée vers le bleu, et d'un excès d'émission décalé vers le rouge. Ces profils sont reproduits par des modèles, en combinant une accrétion et un vent accéléré par le champ magnétique qui proviendrait du disque interne, en faveur de la connexion accrétion-éjection ([Kurosawa et al., 2011](#); [Lima et al., 2010](#)).

Enfin, il existe un autre type d'éjection, spécifique cette fois aux CTTs, et plus particulièrement au processus d'accrétion magnétosphérique. En effet, les lignes de champ magnétique sont connectées au disque interne, proche du rayon de corotation, mais pas forcément exactement à ce rayon. Cette rotation différentielle entre les deux extrémités de la colonne d'accrétion entraîne une torsion des lignes de champ. Ces lignes vont alors gonfler et éventuellement se déconnecter du disque avant de s'y reconnecter ([Goodson et al., 1997](#)). Ce processus mis en évidence observationnellement par [Bouvier et al. \(2003\)](#) a été modélisé par [Zanni & Ferreira \(2013\)](#) et montre qu'une éjection de matière a lieu lors de la reconnexion des lignes de champs nommée éjection magnétosphérique. Ces éjections vont agir sur le moment angulaire à chaque extrémité de la colonne d'accrétion en dissipant le moment angulaire du disque proche du rayon de troncation, réduisant directement l'accélération de la rotation due à l'accrétion, puis directement le moment angulaire de l'étoile à travers l'éjection d'un plasma tournant plus lentement que cette dernière. Cependant, [Zanni & Ferreira \(2013\)](#) ont montré que ce phénomène demandait quelques rotations stellaires pour se produire, rendant difficile l'établissement de la périodicité de ces éjections de par la période de rotation typique d'une CTTs (environ 5 jours) et la durée des suivis de ces objets par les télescopes (environ 2 semaines). De plus, ces éjections sont uniquement liées au processus de reconnexion magnétique et demandent un fort champ magnétique pour produire une torsion suffisante, de l'ordre du kiloGauss selon leurs modèles. Enfin, ce phénomène est amélioré par l'axisymétrie des modèles, et aucune observation ne nous montre cette axisymétrie ([Bouvier et al., 2014](#)).

## 1.4 Objectifs de la thèse

Mes travaux de thèse portent sur l'étude des CTTs, en particulier la caractérisation de l'accrétion magnétosphérique. Je vais donc me focaliser donc sur la région englobant l'étoile et le disque interne dans le but de répondre aux questions relatives aux colonnes d'accrétions et de tous les phénomènes qui y sont liés tels que les taches chaudes, le champ magnétique, ou encore les éjections magnétosphériques. Le but final est de réussir à identifier les variations liées aux processus d'accrétion magnétosphérique pour ensuite être en capacité d'accéder à des variations résiduelles pouvant provenir de planètes naissantes au sein du disque interne. Dans ce cadre, je m'appuierai sur les variabilités des

observations photométriques, spectroscopiques et spectropolarimétriques.

L'intérêt majeur de combiner ces trois méthodes d'observation est de pallier aux difficultés rencontrées lors d'études utilisant une méthode unique à l'aide des autres méthodes. Même si la photométrie permet de révéler les variations de lumière et de couleur, indicatives d'hétérogénéités de température à la surface stellaire ou d'occultations par de la matière circumstellaire, elle comporte ses limitations. Les observations depuis le sol ne permettent pas de distinguer de manière non-ambigüe toutes les sources de variabilité, du fait de la couverture en longueur d'onde et des temps d'observation limités. Les télescopes spatiaux compensent ce désavantage en offrant une vision plus détaillée de la dynamique du disque interne et des interactions disque-étoile, mais il faut des bases de temps et des gammes de longueurs d'ondes variées, qui amènent une difficulté dans la récupération de données simultanées (Cody et al., 2014). La spectroscopie à haute résolution offre de son côté une vision détaillée des différents processus en place à travers des études de variabilité, mais la mesure des périodes moins précises que celle déduites de la photométrie principalement à cause des durées des observations plus réduites ne donnant accès qu'à quelques cycles de rotation stellaire. De plus certains phénomènes comme les occultations par le disque qui sont identifiables avec la photométrie le sont moins avec la spectroscopie, et peuvent en plus grandement perturber les mesures. Coupler ces deux méthodes est donc essentiel pour caractériser et séparer les différentes signatures de l'accrétion magnétosphérique comme dans les travaux sur LkCa15 ou AA Tau (Alencar et al., 2018; Bouvier et al., 1999, 2003). Enfin, l'acteur majeur des interactions disque-étoile des CTTSs est le champ magnétique de ces dernières et la mesure la plus directe que l'on puisse obtenir est la spectropolarimétrie qui donne accès au signal polarisé par l'effet Zeeman. Combiner spectroscopie et spectropolarimétrie est assez classique car les deux signaux sont obtenus simultanément avec le même instrument (e.g., Hussain et al., 2009). Il est également courant de trouver des études spectropolarimétriques à part de celles menées en spectroscopie (i.e., Donati et al., 2019, 2011). En revanche, combiner les trois méthodes au sein d'une même étude est quelque chose d'assez unique. Cela permet de croiser toutes les signatures offertes par ces observations, permettant de caractériser avec bien plus de précision chacun des processus en place et d'attribuer les variabilités observées à chacun d'eux séparément.

Je vais étudier 2 objets concrets en croisant les courbes de lumière provenant du satellite Kepler-K2 et des observations spectro-polarimétriques du Canada-France-Hawaï Telescope (CFHT) avec le spectropolarimètre ESPaDOnS. Premièrement HQ Tau qui est une CTTS de masse intermédiaire et donc à un stade évolutif plus avancé que la plupart des objets soumis à ce type d'étude. Puis V807 Tau, qui subit des occultations périodiques de son disque interne, ce qui est également lié au processus d'accrétion magnétosphérique. Le satellite Kepler produit des courbes de lumière sur de longues bases de temps, typiquement 80 jours, et à haute cadence, environ 30 minutes, offrant beaucoup de détails dans les variabilités de la courbe de lumière et une visibilité sur un grand nombre de rotations stellaires. De plus les observations obtenues avec ESPaDOnS sont proches des mesures de Kepler, permettant une étude quasi-simultanée de la photométrie et de la spectro-polarimétrie. La haute résolution de ESPaDOnS ( $R = 68\,000$ ) permet de définir les paramètres stellaires et de scruter les raies du spectre dans les moindres détails. Je vais utiliser toutes ces observations pour identifier les différents processus en place.

## 1.5 Références

Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Donati, J. F., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 620, A195

- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, *Astrophysical Journal*, 808, L3
- Ambartsumian, V. A. 1947, *The evolution of stars and astrophysics*
- André, P. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, Vol. 182, 483–494
- André, P. 2002, in *EAS Publications Series*, Vol. 3, *EAS Publications Series*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 1–38
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 59
- Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 869, L41
- Basri, G. & Batalha, C. 1990, *Astrophysical Journal*, 363, 654
- Bastian, U., Finkenzeller, U., Jäschek, C., & Jäschek, M. 1983, *Astronomy & Astrophysics*, 126, 438
- Bertout, C. 1989, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 27, 351
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 478, 155
- Boss, A. P. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 1, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 165
- Bouvier, J. & Bertout, C. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 211, 99
- Bouvier, J., Bertout, C., Benz, W., & Mayor, M. 1986, *Astronomy & Astrophysics*, 165, 110
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 619
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 169
- Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 433
- Cabrit, S. 2002, in *EAS Publications Series*, Vol. 3, *EAS Publications Series*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 147–182
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, *Astrophysical Journal*, 354, 687
- Cody, A. M., Stauffer, J., Baglin, A., et al. 2014, *Astronomical Journal*, 147, 82
- Cranmer, S. R. 2008, *Astrophysical Journal*, 689, 316
- Cranmer, S. R. 2009, *Astrophysical Journal*, 706, 824
- Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, L1
- Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417, 472



- Donati, J. F., Moutou, C., Malo, L., et al. 2016, *Nature*, 534, 662
- Durney, B. R. & Latour, J. 1978, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 9, 241
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 453, 785
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 451
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A36
- Galli, D. & Shu, F. H. 1993a, *Astrophysical Journal*, 417, 220
- Galli, D. & Shu, F. H. 1993b, *Astrophysical Journal*, 417, 243
- Goodson, A. P., Winglee, R. M., & Böhm, K.-H. 1997, *Astrophysical Journal*, 489, 199
- Gregory, S. G., Donati, J. F., Morin, J., et al. 2012, *Astrophysical Journal*, 755, 97
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *Astrophysical Journal*, 452, 736
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 54, 135
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 669
- Hartmann, L., Hewett, R., Stahler, S., & Mathieu, R. D. 1986, *Astrophysical Journal*, 309, 275
- Hartmann, L. & Rosner, R. 1979, *Astrophysical Journal*, 230, 802
- Hartmann, L. & Stauffer, J. R. 1989, *Astronomical Journal*, 97, 873
- Herbig, G. H. 1962, *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 1, 47
- Hoyle, F. 1953, *Astrophysical Journal*, 118, 513
- Hussain, G. A. J., Collier Cameron, A., Jardine, M. M., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 189
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Piskunov, N. E., Saar, S. H., & Hatzes, A. P. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 248, *Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 527
- Joy, A. H. 1945, *Astrophysical Journal*, 102, 168
- Koenigl, A. 1991, *Astrophysical Journal*, 370, L39
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 759
- Kurosawa, R., Romanova, M. M., & Harries, T. J. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, 2623
- Larson, R. B. 1985, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 214, 379

- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 522, A104
- Long, F., Pinilla, P., Herczeg, G. J., et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 869, 17
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168, 603
- Mamajek, E. E. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *Exoplanets and Disks : Their Formation and Diversity*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 3–10
- Manara, C. F., Fedele, D., Herczeg, G. J., & Teixeira, P. S. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, A136
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *Astrophysical Journal*, 632, L135
- Mohanty, S. & Shu, F. H. 2008, *Astrophysical Journal*, 687, 1323
- Nakano, T. & Nakamura, T. 1978, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 30, 671
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, *Astrophysical Journal*, 525, 772
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Rei, A. C. S., Petrov, P. P., & Gameiro, J. F. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 610, A40
- Rice, W. K. M. & Armitage, P. J. 2003, *Astrophysical Journal*, 598, L55
- Romanova, M. M., Long, M., Kulkarni, A. K., et al. 2007, in *Star-Disk Interaction in Young Stars*, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, Vol. 243, 277–290
- Shu, F. H. 1977, *Astrophysical Journal*, 214, 488
- Shu, F. H., Shang, H., Glassgold, A. E., & Lee, T. 1997, *Science*, 277, 1475
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2011, *Astrophysical Journal*, 727, L22
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 550, A99



# Chapitre 2

## Accrétion magnétosphérique

*« Il est plus glorieux de se relever  
après une grande chute que de  
n'être jamais tombé. »*

---

Benjamin Delessert - *Le guide du  
bonheur* (1839)

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Champ magnétique des CTTs</b>	<b>16</b>
<b>2.2</b>	<b>Colonnes d'accrétion</b>	<b>20</b>
<b>2.3</b>	<b>Choc d'accrétion</b>	<b>23</b>
<b>2.4</b>	<b>Disque warp et comportement de dipper</b>	<b>26</b>
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>28</b>
<b>2.6</b>	<b>Références</b>	<b>28</b>

---

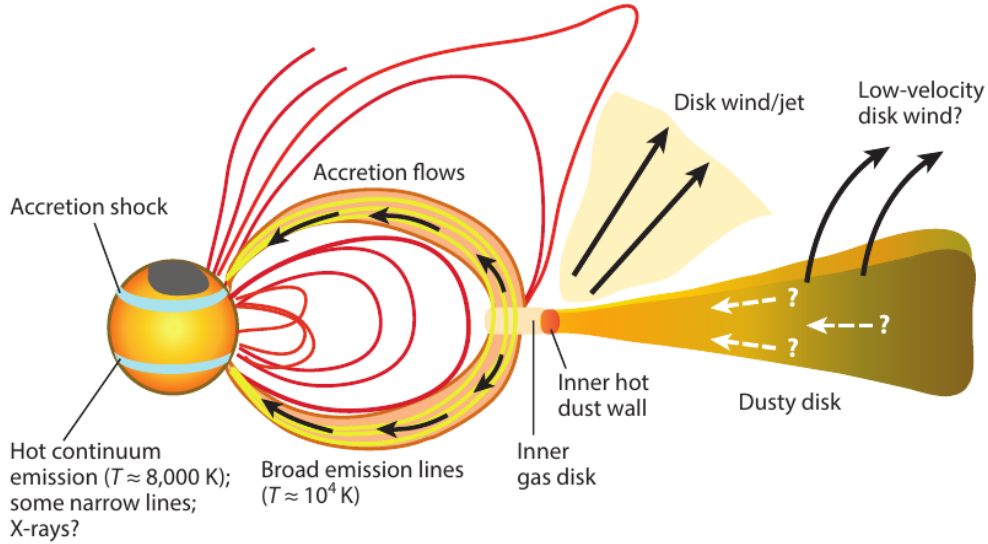


FIGURE 2.1 – Schéma du processus d'accrétion magnétosphérique des CTTs. Crédits : [Hartmann et al. \(2016\)](#).

Les processus d'accrétion chez les CTTs sont maintenant globalement bien connus. Le fort champ magnétique de ces objets permet la troncature du disque interne, proche du rayon de corotation. La pression magnétique des lignes de champ connectées au disque va contraindre la matière à se détacher du disque pour suivre les lignes de champ. La matière tombe alors sur l'étoile en suivant ces lignes de champ, sous forme de colonne d'accrétion. L'endroit où la colonne atteint la surface stellaire est la place d'une violente dissipation d'énergie cinétique produisant un choc d'accrétion. Ce choc chauffe cette région de la surface de l'étoile produisant une tache plus brillante ou tache chaude. La Fig. 2.1 schématise les processus en place sur ces objets, et dans ce chapitre je vais tous les définir et écrire leurs signatures détectables.

## 2.1 Champ magnétique des CTTs

Même s'il n'est pas le paramètre le plus facile à observer, le champ magnétique des CTTs est à l'origine de la manière si particulière que ces étoiles ont d'accréter la matière du disque interne. Les modèles magnéto-hydrodynamiques (MHD) montrent que la magnétosphère est capable de tronquer le disque interne à une distance de quelques rayons stellaires de l'étoile, à l'endroit où la pression exercée par le disque égalise la pression magnétique ([Bessolaz et al., 2008](#)). Ce rayon est appelé rayon de troncature, ou rayon magnétosphérique ( $r_{mag}$ ) et est donnée par l'équation de [Bessolaz et al. \(2008\)](#) ci-dessous :

$$\frac{r_{mag}}{R_{\star}} = 2m_s^{2/7} B_{\star}^{4/7} \dot{M}_{acc}^{-2/7} M_{\star}^{-1/7} R_{\star}^{5/7}, \quad (2.1)$$

où  $m_s \approx 1$  est le nombre de Mach,  $B_{\star}$  est l'intensité du champ magnétique à l'équateur (i.e., la moitié de la valeur au pôle dans le cas d'un champ dipolaire ([Gregory, 2011](#))) en unité de 140 G,  $\dot{M}_{acc}$  est le taux d'accrétion de masse en unité de  $10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ ,  $M_{\star}$  la masse de l'étoile en unité de  $0.8 M_{\odot}$  et  $R_{\star}$  le rayon de l'étoile en unité de  $2 R_{\odot}$ . Afin que la matière tombe sur l'étoile elle doit perdre du moment angulaire, impliquant que la colonne d'accrétion doit être connectée au disque à l'intérieur du rayon de corotation (rayon où la période képlérienne du disque égalise la période de rotation de l'étoile -

$r_{cor}$ ), définie par l'équation 2.2 ce qui transfère du moment angulaire vers l'étoile.

$$r_{cor} = GM^{1/3} \left( \frac{P}{2\pi} \right)^{2/3} \quad (2.2)$$

Avec  $G$  la constante gravitationnelle,  $M$  la masse de l'étoile et  $P$  sa période de rotation. Cependant, pour éviter une accélération de la rotation de l'étoile, il est nécessaire que le disque transporte du moment angulaire vers l'extérieur. Cela ne peut se faire que si  $r_{mag} > r_{cor}$ . Pour contenter ces deux conditions, il est courant d'assumer que  $r_{mag} \sim r_{cor}$ . De plus, la structure du disque interne (Dullemond & Monnier, 2010) et les émissions de CO (Najita et al., 2003; Salyk et al., 2011) sont cohérentes avec un rayon de troncation proche du rayon de corotation.

Koenigl (1991) a montré que la valeur du champ magnétique de surface des CTTSs devait être de l'ordre du kilo-Gauss afin de pouvoir tronquer le disque. C'est en accord avec les analyses magnétiques de la plupart des CTTSs (e.g., Donati et al., 2019, 2020, 2011, 2012, 2010; Johns-Krull et al., 2001). Il est intuitif d'imaginer une magnétosphère à l'image de celle représentée sur la Fig. 2.1, un champ magnétique dipolaire, aligné avec l'axe de rotation du système. Il en est autrement.

Tout d'abord la topologie du champ magnétique est plus complexe, la valeur de surface est donc décomposée entre les différentes composantes dipolaire, quadripolaire, octupolaire et autres ordres plus élevés de la topologie du champ magnétique. Or  $r_{mag}$  est définie pour un champ magnétique dipolaire, il ne faut donc considérer que cette composante. En effet, c'est la seule composante à être significativement importante au niveau du disque de par sa plus faible dépendance au rayon (la composante dipolaire varie en  $R^{-3}$  contre  $R^{-5}$  pour l'octupolaire).

Ensuite, l'axe de la composante dipolaire n'est pas nécessairement aligné avec l'axe de rotation, l'angle entre les 2 axes est appelé obliquité magnétique (autour de  $10^\circ$ ; McGinnis et al., 2020). Les modèles MHD de Kulkarni & Romanova (2009), Romanova et al. (2019, 2013) et Kurosawa & Romanova (2013) montrent que l'obliquité du champ magnétique entraîne chez les CTTSs 2 régimes d'accrétion : stable et instable, illustré dans la Fig. 2.2. Dans le cas stable, la composante dipolaire est dominante au niveau du disque et l'axe du dipole n'est pas aligné avec l'axe de rotation. Il y aura alors 2 colonnes majoritaires, une dans chaque hémisphère. Le cas instable se produit lorsque la magnétosphère ne montre pas de composante dipolaire assez forte au niveau du disque et/ou si l'axe de la composante dipolaire est aligné avec l'axe de rotation (Kurosawa & Romanova, 2013). L'instabilité de Rayleigh-Taylor entre le disque et la magnétosphère va alors provoquer une accrétion à travers des flux d'accrétion sporadiques. Les observations montrent que la plupart des CTTSs sont dans le régime stable (Gregory et al., 2012).

Tous ces processus peuvent être contraints en utilisant les mesures de champs magnétiques à partir des observations, de manière directe avec la spectropolarimétrie et de manière indirecte avec la spectroscopie classique. Il est également possible d'utiliser directement la spectroscopie pour mesurer le champ magnétique grâce à l'effet Zeeman, qui produit un élargissement des raies en séparant les différents niveaux de transition électroniques sous l'effet dans un champ magnétique. Cet élargissement est néanmoins plus difficile à mesurer que la polarisation circulaire liée à l'effet Zeeman. En effet, les nouvelles composantes de la raie sont polarisées circulairement, une information accessible grâce à la spectropolarimétrie. En analysant cette polarisation il est possible de remonter jusqu'au champ magnétique. Cependant les signaux détectés sont souvent faibles devant le niveau de bruit, on utilise donc une méthode nommée Least-Square Deconvolution (LSD - Donati et al. (1997)) afin d'exécuter une sorte de moyenne de tous les signaux photosphériques le long du spectre. Cela produit deux profils globaux en vitesse, centrés sur

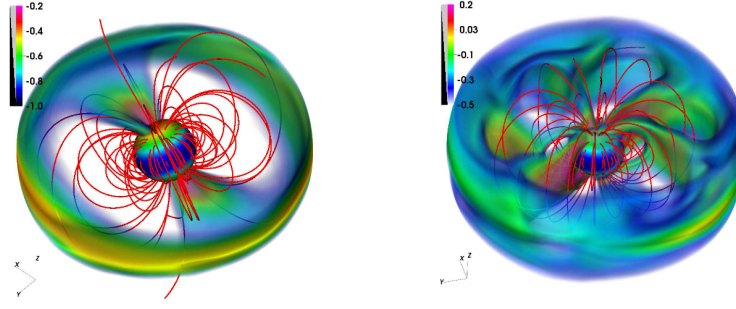


FIGURE 2.2 – Exemple de distribution de densité à partir de simulations MHD 3D d'accrétion sur les CTTSs dans le régime stable (*gauche*) et instable (*droite*). Certaines lignes de champ magnétique sont tracées en rouge. Crédits : [Kurosawa & Romanova \(2013\)](#).

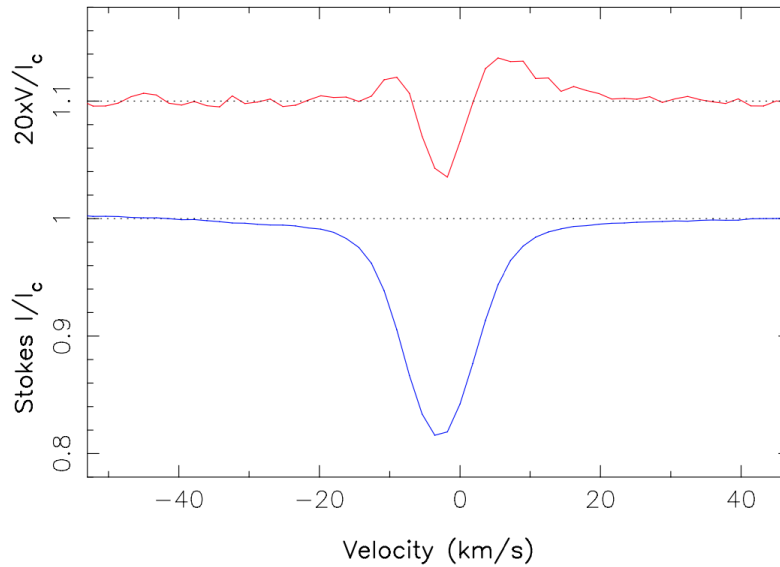


FIGURE 2.3 – Profils LSD de Stokes I (*bleu*) et V (*rouge*) de la CTTS GQ Lup. Le profil de Stokes V a été multiplié par 20 et décalé de 1.1 pour une meilleure visualisation. Crédits : [Donati et al. \(2012\)](#)

la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission du spectre. Le premier est le profil non polarisé, nommé Stokes I, et le second est le profil polarisé circulairement, nommé Stokes V, illustrés en Figure 2.3 pour la CTTS GQ Lup ([Donati et al., 2012](#)). Ces deux profils possèdent alors un niveau de signal sur bruit (S/N) bien meilleur. Toutes les méthodes d'analyse évoquées ici, et de manière générale tout le long de ce manuscrit, seront détaillées au Chapitre 3. Les signaux Stokes I et V permettent de calculer directement le champ magnétique longitudinal, moyenné sur toute la surface stellaire ( $B_l$ ), en suivant l'expression de [Donati et al. \(1997\)](#); [Wade et al. \(2001\)](#) :

$$B_l = -2.14 \times 10^{11} \times \frac{\int vV(v)dv}{\lambda g c \int (1 - I(v))dv} \quad (2.3)$$

avec I et V l'intensité des signaux de Stokes I et V, v la vitesse,  $\lambda$  la longueur d'onde centrale utilisé pour le calcul des profils LSD, g le facteur de Landé et c la vitesse de la lumière.

Le  $B_l$  correspond donc au premier moment du profil de Stokes V, et même s'il permet de caractériser des champs magnétique plutôt simple à grande échelle, il ne donne pas accès à toutes les sous-structures de polarisation à petite échelle, et ne permet donc pas d'obtenir d'information sur la structure des champs magnétiques complexes. Comme

pour le Soleil, les taches froides sont présentes à la surface de ces étoiles où le champ magnétique est plus intense que dans le reste de la photosphère (Berdyugina et al., 2005). Pour le Soleil, c'est cette sur-intensité locale qui provoque cette tache froide par le biais de boucles fermées de lignes de champ magnétique à des latitudes moyennes, ou de lignes ouvertes à plus hautes latitudes. On suppose donc que ce comportement est valable également pour les CTTs. De même, les taches chaudes sont des zones de plus fort champ magnétique de par leur proximité avec les pôles magnétiques. Induites par la colonne d'accrétion atteignant la surface stellaire, on s'attend à ce que cette région soit proche des pôles magnétiques de l'étoile, en particulier du dipôle. Même si la méthode LSD accroît considérablement le S/N, elle nous fait perdre l'information directe du champ magnétique dans le choc d'accrétion, qui se situe au-dessus de la photosphère (c.f. Section 2.3). Afin de récupérer cette information, il faut passer par l'étude des signaux Stokes I et V provenant directement d'une raie émission proche du choc d'accrétion telles que la raie He I à 587 nm ou le triplet infrarouge du Ca II. En revanche, la valeur du  $B_l$  ne reste sensible qu'au champ longitudinal et ne permet pas de séparer les différentes composantes de ce champ, les composantes dipolaire et octupolaire restent confondues. La structure à la surface ne peut donc pas être résolue à travers cette méthode. De plus, des annulations entre les différentes composantes du champ magnétique peuvent intervenir (Hussain & Alecian, 2014), notamment à cause de régions proches géographiquement mais de polarité différentes, faisant perdre du signal et diminuant la valeur de champ résultante.

Le Zeeman-Doppler-Imaging (ZDI), permet de récupérer cette information. Cette méthode consiste à ajuster des modèles sur les profils de Stokes I et V durant plusieurs cycles de rotation stellaire afin de cartographier en brillance et en champ magnétique la surface de l'étoile. Elle permet également de reconstruire la topologie du champ magnétique en composantes polaires et toroïdales, et d'en déduire la proportion de champ magnétique dans les composantes dipolaire, quadripolaire et octupolaire. A l'aide de cette reconstruction, il est possible d'identifier les pôles du dipôle magnétique de l'étoile, et donc d'en déduire l'obliquité du dipôle, caractère crucial à la stabilité de l'accrétion. Cette méthode peut s'appliquer à partir des profils LSD seuls, ne reconstruisant alors que la topologie à grande échelle du champ magnétique, ou en y ajoutant les profils d'un traceur d'accrétion, permettant d'ajouter de l'information concernant la région du choc d'accrétion. Un exemple est donnée en Fig. 2.4 pour CI Tau, étudiée par Donati et al. (2019).

Il est possible d'étudier le champ magnétique et se donner une idée de sa topologie sans utiliser la spectropolarimétrie, en particulier de l'obliquité du dipôle. A partir des profils des traceurs d'accrétion évoqués dans le paragraphe précédent, et plus particulièrement la composante étroite de la raie He I, il est possible d'identifier la position de la tache chaude. En effet, cette composante est connue pour se former dans la région post-choc d'accrétion (Beristain et al., 2001), en supposant que le choc d'accrétion est localisé proche du pôle du dipôle, on peut en déduire l'obliquité. Il faut pour cela se servir de sa vitesse propre dans le référentiel de l'étoile, car cette émission tourne avec l'étoile et possède donc une vitesse liée à la rotation stellaire. C'est la méthode qu'ont utilisé Bouvier et al. (2007) et McGinnis et al. (2020), en utilisant les variations de vitesse radiale de la composante étroite. Avec les projections dues à l'inclinaison du système et à la latitude de la tache chaude les auteurs arrivent à l'expression :

$$\Delta V_{rad}(\text{HeI}) = 2 \cdot v \sin i \cdot \cos l \quad (2.4)$$

où  $\Delta V_{rad}(\text{HeI})$  est la différence entre le maximum et le minimum de vitesse de la composante étroite,  $v \sin i$  la vitesse de rotation projetée de l'étoile et  $l$  la latitude de la tache chaude. Cependant, la vitesse de la matière émettant la raie HeI ( $V_{flow}$ ) n'est pas nulle,



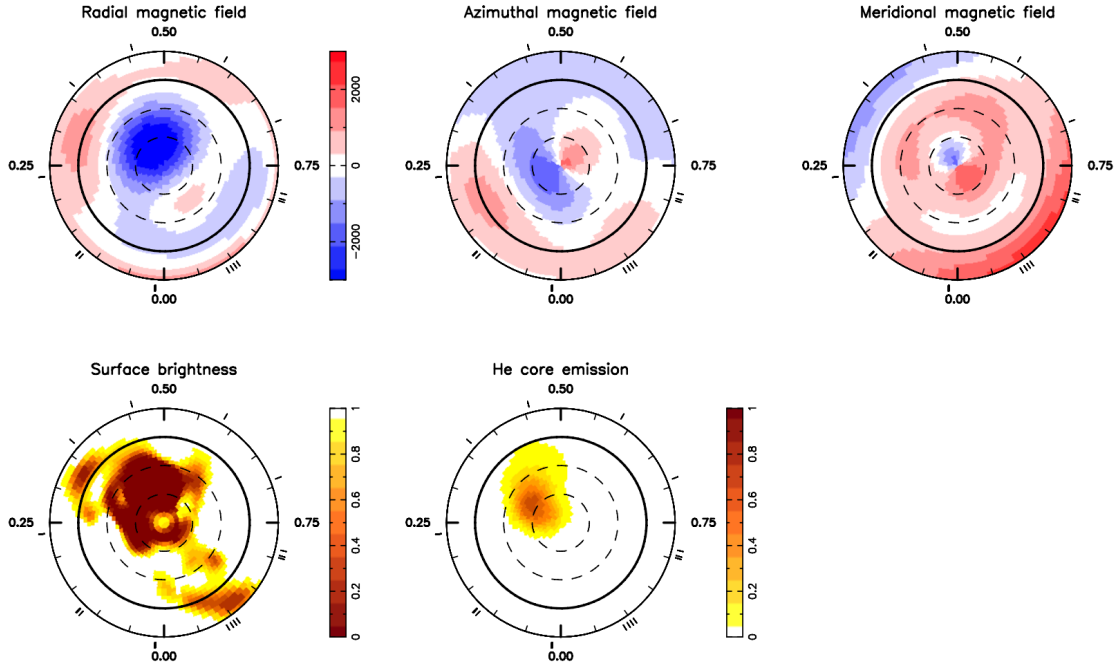


FIGURE 2.4 – *Haut* : cartes de champ magnétique radial (*gauche*), azimuthal (*milieu*) et méridional (*droite*) reconstruites avec ZDI. *Bas* : cartes de brillance photosphérique (*gauche*) et d’émission de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm (*droite*). Ces cartes sont représentées en projection polaire, le pôle nord se trouve au centre et les marqueurs à l’extérieur de la carte correspondent aux phases d’observation. Crédits : [Donati et al. \(2019\)](#).

les auteurs font l’hypothèse dans leur travaux que la variation de la vitesse est dominée par la rotation de l’étoile, et établissent la relation  $V_{flow} = V_{rad,med} / \cos \beta$  où  $V_{rad,med}$  est la médiane des vitesse de la raie et  $\beta = |i - l|$  l’angle entre la ligne de visé et la direction du flux de matière. Or cette composante de vitesse est elle aussi modulée avec la vitesse de l’étoile et peut contribuer de manière importante à la vitesse totale de la raie dans le cas d’une inclinaison moyenne, permettant par exemple de voir la tache durant tout le cycle de rotation. C’est le travail présenté dans ([Pouilly et al., 2021](#)) en supposant une rotation solide de l’étoile ainsi qu’une colonne d’accrétion entrant en contact perpendiculairement avec la surface. Cela amène à l’expression suivante régissant la vitesse de la composante étroite de la raie He I :

$$V_{rad}(HeI) = -V_{flow} \sin \theta \cos \varphi \cos \alpha - V_{flow} \cos \theta \sin \alpha - v \sin i \sin \theta \sin \varphi \quad (2.5)$$

$\alpha$  est ici égal à  $i - 90^\circ$ ,  $\theta$  est la colatitude de la tache et  $\varphi$  est la phase rotationnelle en radian.

## 2.2 Colonnes d’accrétion

La vision globale de l’accrétion magnétosphérique à travers les colonnes d’accrétion est aujourd’hui assez claire et les modèles sont cohérents avec la plupart des observations de CTTs ([Hartmann et al., 1994](#); [Kurosawa et al., 2006](#); [Lima et al., 2010](#); [Muzerolle et al., 2001](#); [Shu et al., 1994](#)). La matière ne peut alors plus suivre le mouvement dans le plan du disque mais va être entraînée dans la direction verticale, en suivant les lignes de champ magnétique dans ce qui est appelée colonne d’accrétion.

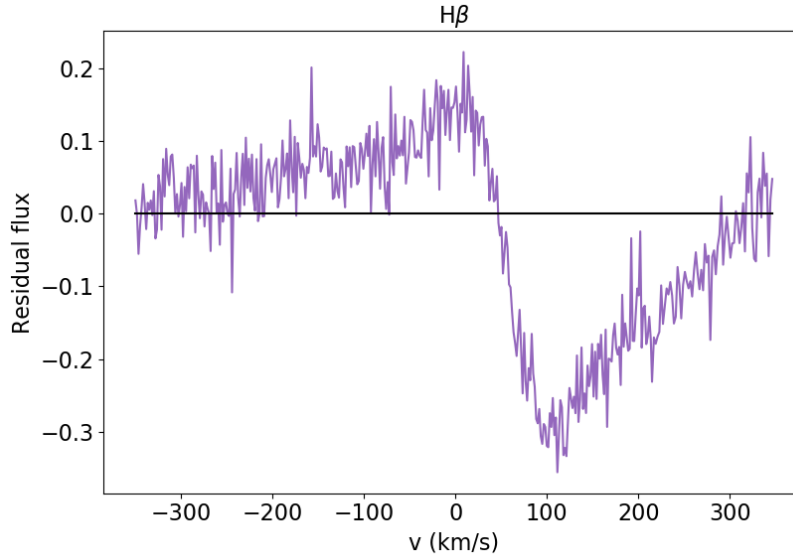


FIGURE 2.5 – Raie résiduelle (i.e., soustraite de la contribution de la photosphère) H $\beta$  de HQ Tau fortement perturbée par un profil IPC avec une absorption maximale à  $v \sim 100 \text{ km.s}^{-1}$  et s’étendant jusqu’à  $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ .

La matière dans la colonne est alors compressée de manière adiabatique et chauffée jusqu’à une température d’environ 8 000 K, permettant la production de larges raies d’émission telles que H $\alpha$  ou H $\beta$ . La largeur de ces raies d’émission représentent un flux à haute vitesse, surtout que ces largeurs coïncident avec les vitesses de chute libre (Bonnell et al., 1998) à laquelle la matière tombe sur l’étoile dont l’expression est donnée par l’équation 2.6.

$$v_{ff} = \left( \frac{2GM_{\star}}{R_{\star}} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{R_{\star}}{r_{mag}} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Avec  $G$  la constante gravitationnelle,  $M_{\star}$  et  $R_{\star}$  la masse et le rayon de l’étoile, respectivement, et  $r_{mag}$  le rayon magnétosphérique. Tout porte donc à croire que ces composantes larges se forment dans la magnétosphère. L’étude de ces raies permet donc de tracer directement la colonne d’accrétion. L’intensité de ces raies va être modulée sur la même période que la rotation de l’étoile au fil des passages de la colonne d’accrétion sur la ligne visée. De plus, la matière tombant sur l’étoile va produire une absorption du côté rouge de la raie et un excès d’émission du côté bleu, à l’opposé de la signature des éjections de matière, celles-ci sont appelées profils P Cygni inverse (inverse P Cygni - IPC). Un exemple de profil IPC est donné en Fig. 2.5 pour la raie H $\beta$  de HQ Tau (Pouilly et al., 2020).

Les modèles basés sur une accrétion axisymétrique avec un champ magnétique dipolaire reproduisent bien la formation des raies de Balmer (Hartmann et al., 1994; Muzerolle et al., 2001, 1998), tout comme la raie de He I des CTTs (Kurosawa et al., 2011). L’absorption de type IPC sur des raies à composantes larges de l’UV lointain ont mené à des vitesses de chute libre supérieures à  $400 \text{ km.s}^{-1}$  (Ardila et al., 2013), et certains travaux ont suspecté une formation de ces raies dans des régions proches du choc d’accrétion (détaillées dans la Section 2.3). Dupree et al. (2014) ont proposé que la composante large des raies optique et proche-IR de l’hydrogène pourraient être formées dans la région post-choc. Cependant, les flux intenses observés des raies de l’hydrogène demandent une émission provenant d’une région spatialement étendue (Calvet et al., 1984) et l’absence de polarisation dans H $\alpha$  indique une formation dans une région sans champ magnétique ordonné (Yang et al., 2007). Une formation dans la région pré-choc est aussi exclue, de

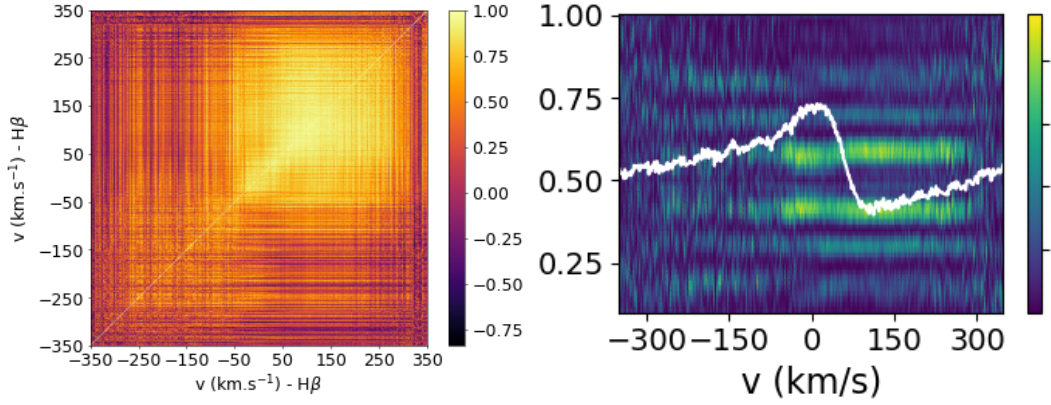


FIGURE 2.6 – *Gauche* : Matrice de corrélation de la raie H $\beta$  de HQ Tau. Le jaune clair indique une corrélation importante, le violet foncé une anti-corrélation importante, et le orange indique une absence de corrélation. On notera ici une forte corrélation allant de  $v \sim -50 \text{ km.s}^{-1}$  à  $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ . *Droite* : Périodogramme 2D (i.e., périodogramme calculé dans chaque canal de vitesse d'une raie donnée), de la raie H $\beta$  de HQ Tau. Les pics de puissance du périodogramme sont représentés en jaune, le profil blanc superposé correspond au profil moyen. On notera la périodicité de l'aile rouge de la raie à  $f \sim 0.4 \text{ d}^{-1}$ , correspondant à la période de rotation de l'étoile. Le pic à  $f \sim 0.6 \text{ d}^{-1}$  est un alias du périodogramme.

par sa petite taille, et les modèles calculés pour ce cas montre des profils centrés sur la vitesse de chute libre (Lamzin, 2003). L'étude de la périodicité de ces raies permet donc déjà d'établir la présence de colonnes d'accrétion stables, dans le cas où elles montrent une période coïncidant avec la période de rotation stellaire, en particulier dans l'aile rouge où se trouve le profil IPC comme en témoigne la Figure 2.6.

L'émission des raies de Balmer par la matière de la colonne d'accrétion ainsi que le profil IPC étant produits par le même processus, on s'attend à ce que ces deux signatures soient corrélées, c'est à dire évoluant de manière simultanée. Les matrices de corrélation nous permettent de visualiser cela, comme le montre la Fig. 2.6 pour la raie H $\beta$  de HQ Tau (Alencar & Batalha, 2002; Pouilly et al., 2020). Elles nous montrent que la partie rouge où se trouve le IPC est corrélée jusqu'à très proche du centre de la raie, ce qui démontre l'origine unique de cette partie de la raie. Cependant, ces raies sont issues de la combinaison de plusieurs processus indépendants à différentes localisations tels que des effets de transferts radiatifs ou de vents. Additionnés aux effets géométriques, cela explique l'absence de corrélation et de périodicité globale, s'étendant sur toute la largeur de la raie.

L'étude du taux d'accrétion de masse, dont la valeur varie typiquement entre  $10^{-7}$  et  $10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$  pour ce type d'objet, devrait elle aussi montrer une périodicité, car la matière tombant sur l'étoile n'est pas diffuse mais est seulement visible lorsque la colonne d'accrétion passe sur la ligne de visée. Nous le calculons en utilisant le flux dans les raies, principalement de Balmer. En effet, Alcalá et al. (2017) ont montré qu'il existait une relation entre la luminosité dans la raie, et la luminosité d'accrétion, plus précisément une relation linéaire entre leur logarithme décimaux avec des coefficients directeurs et des ordonnées à l'origine dépendant de la raie utilisée. Le flux dans la raie est calculé selon  $F_{line} = F_0 \cdot EW \cdot 10^{-0.4m_{\lambda}}$ , avec  $F_0$  un flux de référence, celui de Vega,  $EW$  la largeur équivalente de la raie et  $m_{\lambda}$  la magnitude de l'étoile dans le filtre le plus adapté à la raie utilisée, corrigée de l'extinction. Nous pouvons donc en déduire la luminosité dans la raie  $L_{line} = 4\pi d^2 F_{line}$  où  $d$  est la distance à l'objet, et ainsi obtenir la luminosité d'accrétion  $L_{acc}$  en utilisant les coefficients de (Alcalá et al., 2017), liée au taux d'accrétion de masse

par la relation suivante :

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_{\star} \dot{M}_{\text{acc}}}{R_{\star}} \left[ 1 - \frac{R_{\star}}{r_{\text{mag}}} \right] \quad (2.7)$$

Cependant, cette méthode qui utilise le flux dans les raies de Balmer est fortement perturbée par l'apparition de profils IPC, qui diminuent le flux dans la raie. Cette observable n'est donc valable que pour les objets ne montrant pas de profil IPC.

Ces variabilités périodiques sont de puissants alliés pour établir la présence de colonnes d'accrétion et les caractériser, cependant ce comportement n'est valable que pour une accrétion stable, ce qui n'est pas nécessairement le cas comme évoqué dans la Section 2.1. Même si beaucoup de CTTs possèdent un champ magnétique de surface complexe (Donati et al., 2011, 2010), la décroissance plus rapide des ordres élevés entraîne souvent une domination de la composante dipolaire au niveau du disque. Les observations montrent donc que la plupart des CTTs accrètent de manière stable (Gregory et al., 2012), avec une colonne d'accrétion majeure par hémisphère.

## 2.3 Choc d'accrétion

La matière de la colonne d'accrétion tombe sur l'étoile à une vitesse de chute libre et va dissiper son énergie cinétique en atteignant la surface produisant un choc d'accrétion. Ce choc d'accrétion est lui-même traduit par une zone plus brillante appelée tache chaude. En supposant que la totalité de l'énergie cinétique est rayonnée, la luminosité de la tache s'exprime selon l'équation 2.8 qui fait intervenir le taux d'accrétion de masse ( $\dot{M}_{\text{acc}}$ ), permettant son estimation.

$$L_s = \frac{1}{2} \dot{M}_{\text{acc}} v_{\text{ff}}^2 \quad (2.8)$$

La région du choc possède en réalité une certaine structure, schématisée dans la Fig. 2.7, qui peut être divisée en plusieurs sous-parties à mesure que l'on s'enfonce dans l'atmosphère stellaire : la fin de la colonne d'accrétion, la région de pré-choc, du choc, de post-choc et enfin la photosphère chauffée (Calvet & Gullbring, 1998; Gullbring et al., 2000; Günther et al., 2007; Lamzin, 1995b, 1998; Stahler et al., 1980). Le choc chauffe le gaz à une température de l'ordre de  $10^6$  K, ce qui produit une émission de rayons X. La moitié de ce rayonnement est émise dans la région post-choc, et l'autre moitié dans la région pré-choc qui elle-même en renvoie la moitié vers la région post-choc, donc la photosphère est chauffée par  $\frac{3}{4}$  de l'émission du choc. Ainsi l'énergie provenant de la tache chaude vient pour  $\frac{1}{4}$  de la région pré-choc et pour  $\frac{3}{4}$  de la photosphère si on considère qu'il n'y a aucune absorption par la région post-choc (Calvet & Gullbring, 1998; Lamzin, 1995b, 1998).

La région post-choc, également appelée région de refroidissement, va ralentir et refroidir la matière chauffée par le choc. La photosphère sous la région post choc va ainsi être chauffée à une température de l'ordre de  $10^4$  K. Dans la région pré-choc, l'excitation par collision va maintenir également une température de l'ordre de  $10^4$  K (Lamzin, 1995a, 2003). Ces températures, plus élevées que celle de la photosphère, entraîne un excès de continu dans la gamme de longueur d'onde allant des rayons UV jusqu'au proche-IR, appelé "veiling". Observationnellement, le veiling est source de difficultés. Il remplit les raies photosphériques, les rendant ainsi moins profondes que le seraient celles d'un objet de même type spectral non-accrétant. Il est donc nécessaire de le prendre en compte lors de l'étude des paramètres stellaires de l'étoile tel que la température de surface. De plus le veiling dépend de la raie sur laquelle il s'applique, comme l'ont montré les travaux de Rei

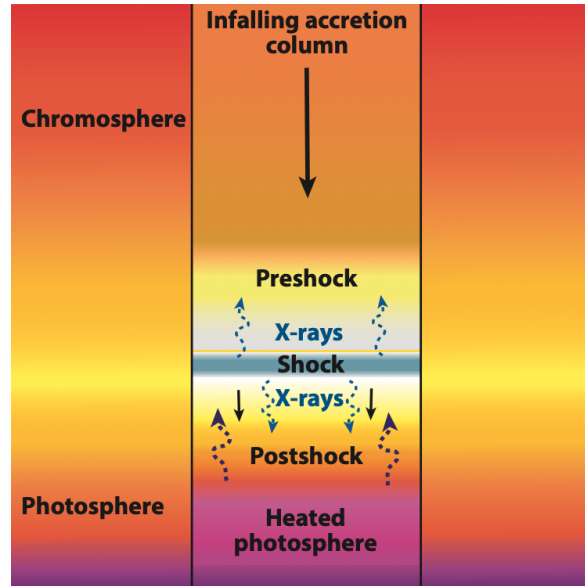


FIGURE 2.7 – Schéma de la structure du choc montrant le bas de la colonne d'accrétion, la région pré-choc, le choc, la région post-choc et la photosphère chauffée. Crédits : [Hartmann et al. \(2016\)](#).

[et al. \(2018\)](#) qui ont mis en évidence 2 types de veiling. L'un est un continu additionnel émis par la tache chaude comme je l'ai précédemment décrit, et l'autre est une composante dépendant de la profondeur de la raie, menant à un veiling plus important dans les raies les plus profondes. Il est donc nécessaire d'être précautionneux lors de cette mesure pour ne considérer que le continu additionnel. Nous calculons donc le veiling en comparant le spectre de l'étoile avec un autre de même température, mais non accrétante et en ne considérant que les raies photosphériques les plus faibles. Je suivrai l'équation suivante :

$$I(\lambda) = \frac{I_t(\lambda)(1+r)}{1+I_t(\lambda)r}, \quad (2.9)$$

où  $I(\lambda)$  est le spectre observé,  $I_t$  le spectre du modèle non-accrétant et  $r$  le veiling. J'utiliserai également des spectres dont le continu sera normalisé à 1.

Outre le veiling dans le domaine du visible et du proche-IR, l'excès de flux provenant de la tache chaude reste plus aisément mesurable dans le domaine UV, du fait de la plus faible contribution de la photosphère dans cette gamme de longueur d'onde ([Ingleby et al., 2011](#)). Selon les modèles de choc d'accrétion ([Calvet & Gullbring, 1998](#); [Lamzin, 1998](#)), les photons de la photosphère chauffée s'échappent dans les régions chaudes de la colonne d'accrétion car cette région est transparente dans le proche-UV et à plus grandes longueurs d'onde. Ces modèles reproduisent bien l'excès d'émission UV, mais produisent un excès dans le proche-IR inférieur à ce qui est mesuré à partir du veiling ([Fischer et al., 2011](#); [McClure et al., 2013](#)). Cette difficulté s'accroît lorsque l'on prend en compte la possibilité de multiples colonnes d'accrétion de densités différentes, induites par un champ magnétique complexe, et donc autant de chocs d'accrétion avec des flux d'énergie différents ([Ingleby et al., 2013](#)). En effet, les taches chaudes de haute densité ne couvrent qu'une surface de l'ordre du pourcent de la surface stellaire, quand ceux de faible densité, et donc plus froid, peuvent couvrir jusqu'à 40 % de la surface, ce qui est observé avec les mesures ZDI ([Donati et al., 2011](#)).

Nous avons à notre disposition des signatures spectroscopiques claires du choc d'accrétion, déjà évoquées dans la Section 2.1. La région post-choc est la place de la formation des composantes étroites de raies dans l'UV et dans l'optique comme le triplet IR du Ca II,

la raie de He I à 587.6 nm ou celle du He II à 164 nm (Ardila et al., 2013; Beristain et al., 2001). La zone pré-choc est elle à l'origine de la formation de raies d'intercombinaison comme le [C III] à 190.9 nm, le [S II] à 189.2 nm ou le [O III] à 166.5 nm (Gomez de Castro & Lamzin, 1999). L'étude spectropolarimétrique de la composante étroite de la raie de He I montre que cette raie est formée dans une région à fort champ magnétique, signifiant une émission depuis une zone proche du pôle magnétique de l'étoile et confirmant ainsi sa formation dans la région post-choc (Donati et al., 2011; Johns-Krull et al., 2013; Symington et al., 2005; Yang et al., 2007). Les cartes de champ magnétique calculées à partir de la raie du Ca II IRT montrent des taches couvrant 10% de la surface, autour du pôle pour les dipôles et octupôles et proches de l'équateur pour les autres ordres, en accord avec les prédictions (Donati et al., 2011; Hussain et al., 2009). De plus, le flux dans les composantes étroites de ces raies est corrélé avec le veiling et le taux d'accrétion de masse (Ardila et al., 2013; Beristain et al., 2001).

Ces raies sont également observées dans le spectre des WTTs avec une largeur similaire à celle des CTTs, cependant elles sont moins intenses et moins décalées vers le rouge, ce qui est attendu pour des émissions chromosphériques. Il faut néanmoins les prendre en considération pour les faibles accréteurs, car ces émissions peuvent alors contribuer de manière importante.

Il est possible d'observer un décalage en phase entre les signatures du passage de la colonne d'accrétion et celle de la tache chaude. Cela est la caractéristique d'une colonne d'accrétion courbée par la rotation différentielle entre les deux extrémités de la colonne. En effet, le rayon de troncation n'est pas nécessairement égal au rayon de corotation, ce qui induit cette différence entre les périodes de rotation à la surface et au niveau du disque. Cette torsion a pour finalité une ouverture des lignes de champ magnétique avant une reconnexion où la torsion est moins importante. Ce processus entraîne une éjection de matière, appelée éjection magnétosphérique (Zanni & Ferreira, 2013), observables par une absorption décalée vers le bleu sur les raies d'émission. C'est un phénomène périodique, avec une période égale à plusieurs fois la période de rotation de l'étoile, et donc difficilement observable avec les bases de temps typiques des observations spectroscopiques, ne couvrant également que quelques cycles de rotations. Cependant, on observe chez les dippers (Section 2.4) une forme particulière des raies d'émission de la colonne d'accrétion comme la raie H $\alpha$ . Cette forme ressemble à un double pic et est interprétée comme une émission centrale additionnée de deux absorptions, une décalée vers le bleu et l'autre vers le rouge. L'absorption bleue proviendrait de matière éjectée au niveau du disque au pied de la colonne d'accrétion mais encore peu accélérée, et la rouge de la matière tombant sur l'étoile, elle aussi encore peu accélérée (Bouvier et al., 2003). Avant de se déconnecter, les lignes de champ vont gonfler, changeant les vitesses projetées de ces absorptions de manière corrélée. Cela est observable en décomposant la raie H $\alpha$  en trois Gaussiennes et en analysant les vitesses des deux composantes. En traçant la vitesse de la composante bleue en fonction de la rouge, on obtient une droite croissante, ce qui pourrait être une signature de ce gonflement des lignes de champ comme le montre la Fig. 2.8 pour AA Tau (Bouvier et al., 2003).

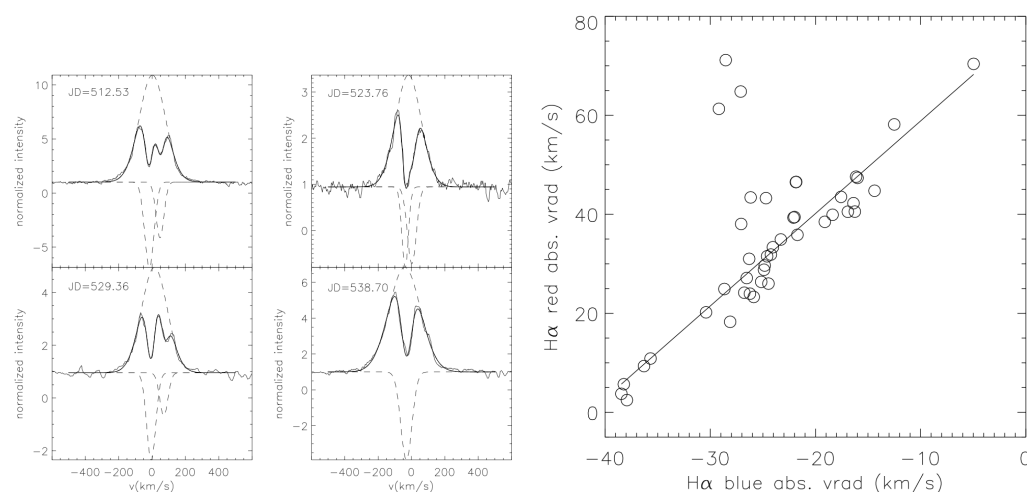


FIGURE 2.8 – *Gauche* : Décomposition de la raie H $\alpha$  de AA Tau en 3 Gaussiennes. Le tracé fin correspond au profil observé, les tracés pointillés correspondent aux différentes Gaussiennes décomposant le profil dont la somme est illustrée par le tracé épais. *Droite* : mesure de la vitesse de la composante en absorption la plus rouge en fonction de celle de la plus bleue. La ligne noire correspond à la régression linéaire de ces données en excluant les 3 points déviants. Crédits : [Bouvier et al. \(2003\)](#).

## 2.4 Disque warp et comportement de dipper

Dans le cas du régime d'accrétion stable, la composante dipolaire est dominante au niveau du disque et l'axe du dipôle n'est pas aligné avec l'axe de rotation comme évoqué dans la Section 2.1. Il y aura alors 2 colonnes dominantes, une dans chaque hémisphère, et les interactions entre le disque et la magnétosphère font monter la poussière au-dessus du plan du disque, créant une déformation (warp) optiquement épaisse proche du rayon de corotation, au pied de la colonne d'accrétion, comme le montrent les simulations de [Romanova et al. \(2013\)](#) (Fig. 2.9). À haute inclinaison ce phénomène provoque de profondes diminutions du flux lumineux dans le domaine du visible de manière périodique avec la rotation de l'étoile, les objets dans cette configuration sont appelés dippers. Une courbe de lumière du dipper LkCa15 obtenue avec les satellite Kepler est présentée en Fig. 2.10 ([Alencar et al., 2018](#)). La condition pour qu'un tel phénomène se produise est qu'il y ait de la poussière au niveau du rayon de troncation, c'est à dire que  $r_{mag} \geq r_{sub}$ , où  $r_{sub}$  est le rayon de sublimation de la poussière donné par l'équation de ([Monnier & Millan-Gabet, 2002](#))

$$r_{sub}/R_{\star} = (\sqrt{Q_r}/2) \times (T_{eff}/T_s)^2 \quad (2.10)$$

où  $Q_r = 1$  est le rapport d'efficacité d'absorption de la poussière,  $T_{eff}$  est la température effective de l'étoile en K et  $T_s = 1500$  K est la température de sublimation de la poussière.

Les dippers montrent une certaine variété dans la forme, la profondeur et la durée de leur dips. Doublé à des configurations géométriques particulières vis à vis de la visualisation classique ces objets, cela mène à des questions sur leur structure et leur origine. Il est certain qu'il s'agit d'occultations par de la poussière du disque circumstellaire située proche du rayon de corotation. En effet, on constate que le flux lumineux de ces objets devient plus rouge lorsque celui-ci s'affaiblit, avec une pente caractéristique d'un rayonnement par de la poussière. Le prototype du dipper AA Tau ([Bouvier et al., 2007, 1999, 2003](#)), montre des extinctions stables en profondeur, en durée et en périodicité. L'inclinaison du système, environ  $70^\circ$ , amène à une occultation par une déformation du disque

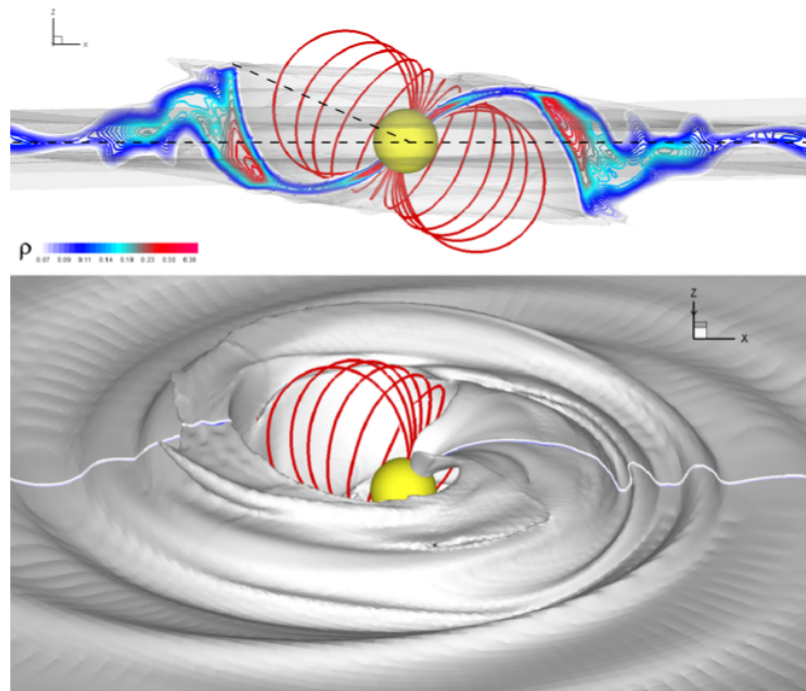


FIGURE 2.9 – Simulation montrant la production d’un warp à la limite disque-magnétosphère par une magnétosphère inclinée. La figure du haut montre une coupe de la distribution de densité, celle du bas montre les niveaux de densité. Crédits : [Romanova et al. \(2013\)](#).

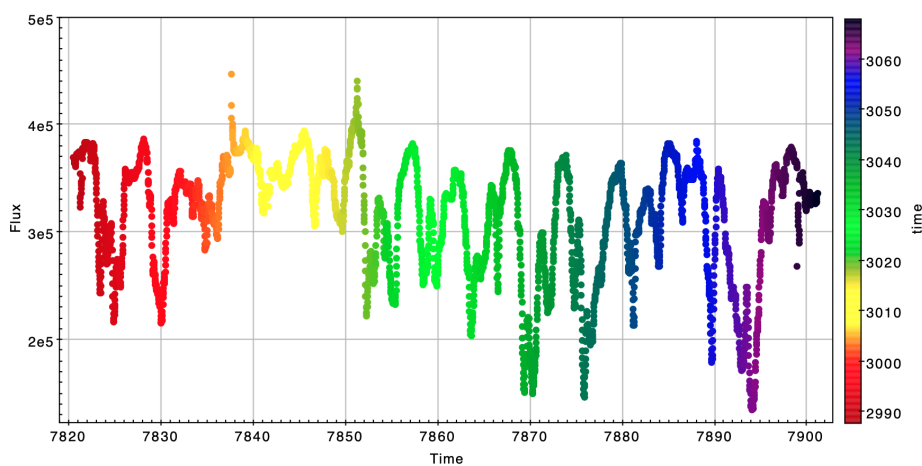


FIGURE 2.10 – Courbe de lumière Kepler-K2 du dipper LkCa15 du 7 Mars au 18 Mai 2017. L’axe vertical représente le flux, l’axe horizontal et le code couleur représentent tout deux les dates Juliennes d’observation. Crédits : [Alencar et al. \(2018\)](#)



à la base de la colonne d'accrétion. LkCa15 (Alencar et al., 2018), montre une configuration différente car même si la structure de sa courbe de lumière rappelle celle de AA Tau, les mesures de son disque externe ont mené à une inclinaison modérée (environ  $50^\circ$ ) permettant difficilement l'observation du passage d'un warp sur la ligne de visée. Les auteurs ont, pour cet objet, révélé un désalignement entre le disque externe et le disque interne qui est lui vu à plus haute inclinaison, environ  $70^\circ$  selon la spectropolarimétrie, permettant passage du warp sur la ligne de visée, occultant alors l'étoile et provoquant les dips dans la courbe de lumière. Un autre objet que j'ai étudié montrait également une inclinaison modérée ainsi qu'un comportement de dipper, V807 Tau (Pouilly et al., 2021) qui sera présenté en détail dans le Chapitre 4. Dans ce cas, la spectroscopie et la spectropolarimétrie s'accordent sur une inclinaison d'environ  $50^\circ$ , pourtant de fortes extinctions périodiques sont bien visibles sur la courbe de lumière. Ces extinctions sont néanmoins moins profondes que celles observées sur AA Tau ou LkCa15 semblant indiquer qu'une densité plus faible de poussière passe sur la ligne de visée. De plus, les extinctions se succèdent mais ne se ressemblent pas, elles semblent appartenir à 4 catégories différentes ou la structure de la base de la colonne d'accrétion peut être constituée d'un bras unique, d'un bras élargi, de deux ou 3 bras. La faible profondeur de ces extinctions serait donc due à de la poussière qui survivrait dans la colonne d'accrétion, comme le suggère l'étude de Nagel & Bouvier (2020).

L'étude des extinctions périodiques des dippers amène donc une autre approche de l'étude de la structure de la magnétosphère, indépendamment de la spectro-polarimétrie.

Le cas instable, qui se produit lorsque la magnétosphère ne montre pas de composante dipolaire forte au niveau du disque et/ou si l'axe de la composante dipolaire est aligné avec l'axe de rotation (Kurosawa & Romanova, 2013), vient lui expliquer l'observation d'extinction apériodiques. L'instabilité de Rayleigh-Taylor entre le disque et la magnétosphère provoque une accrétion à travers des flux d'accrétion sporadiques, et les taches chaudes seront distribuées de manière aléatoire à la surface de l'étoile. Les instabilités magnéto-rotationnelles peuvent aussi soulever la matière au-dessus du plan du disque sans pour autant produire des flux d'accrétion (Turner et al., 2010), les variabilités photométriques seront alors stochastiques et apériodiques.

## 2.5 Conclusion

Le phénomène d'accrétion magnétosphérique des CTTSs joue un rôle crucial dans l'étude de l'évolution des étoiles avant leur arrivée sur la séquence principale. Ce processus mène l'étoile jusqu'à son état adulte et modifie la structure du disque qui accueillera plus tard les planètes du système. Son étude est donc essentielle tant dans le domaine de la formation stellaire que dans celui de la formation planétaire.

Les différents phénomènes à l'origine ou résultant de cette accrétion si singulière ne sont pas observables par imagerie directe et difficilement par interférométrie. Heureusement il est possible de les étudier de manière indirecte en utilisant la photométrie, la spectroscopie et la spectropolarimétrie. Ces trois méthodes permettent chacune de caractériser différents aspects de l'accrétion magnétosphérique, et sont donc à la fois indépendantes et complémentaires.

Combiner ces trois méthodes permet donc d'être au plus proche du phénomène en mettant en regard les structures révélées par chaque technique et de les comparer. Cela permet de confirmer certaines structures par les cohérences relevées, mais surtout de discriminer les différents processus en utilisant les incohérences. Afin de mener à bien ces études, il est essentiel d'améliorer ou de développer des outils d'analyse permettant

ces comparaisons.

## 2.6 Références

- Alcalá, J. M., Manara, C. E, Natta, A., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 600, A20
- Alencar, S. H. P. & Batalha, C. 2002, *Astrophysical Journal*, 571, 378
- Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Donati, J. F., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 620, A195
- Ardila, D. R., Herczeg, G. J., Gregory, S. G., et al. 2013, *Astrophysical Journal, Suppl.*, 207, 1
- Berdyugina, S. V., Braun, P.A., Fluri, D. M., & Solanki, S. K. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 444, 947
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *Astrophysical Journal*, 551, 1037
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 478, 155
- Bonnell, I. A., Smith, K. W., Meyer, M. R., et al. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299, 1013
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Bouvier, T., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 463, 1017
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 619
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 169
- Calvet, N., Basri, G., & Kuhl, L. V. 1984, *Astrophysical Journal*, 277, 725
- Calvet, N. & Gullbring, E. 1998, *Astrophysical Journal*, 509, 802
- Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, L1
- Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 491, 5660
- Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417, 472
- Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 2948
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 658
- Donati, J. F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 1347
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 48, 205
- Dupree, A. K., Brickhouse, N. S., Cranmer, S. R., et al. 2014, *Astrophysical Journal*, 789, 27

- Fischer, W., Edwards, S., Hillenbrand, L., & Kwan, J. 2011, *Astrophysical Journal*, 730, 73
- Gomez de Castro, A. I. & Lamzin, S. A. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304, L41
- Gregory, S. G. 2011, *American Journal of Physics*, 79, 461
- Gregory, S. G., Donati, J. F., Morin, J., et al. 2012, *Astrophysical Journal*, 755, 97
- Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann, L. 2000, *Astrophysical Journal*, 544, 927
- Günther, H. M., Schmitt, J. H. M. M., Robrade, J., & Liefke, C. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 466, 1111
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 54, 135
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 669
- Hussain, G. A. J. & Alecian, E. 2014, in *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*, ed. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, Vol. 302, 25–37
- Hussain, G. A. J., Collier Cameron, A., Jardine, M. M., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 189
- Ingleby, L., Calvet, N., Bergin, E., et al. 2011, *Astrophysical Journal*, 743, 105
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 767, 112
- Johns-Krull, C. M., Chen, W., Valenti, J. A., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 765, 11
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Piskunov, N. E., Saar, S. H., & Hatzes, A. P. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 248, *Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 527
- Koenigl, A. 1991, *Astrophysical Journal*, 370, L39
- Kulkarni, A. K. & Romanova, M. M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 701
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370, 580
- Kurosawa, R. & Romanova, M. M. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431, 2673
- Kurosawa, R., Romanova, M. M., & Harries, T. J. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, 2623
- Lamzin, S. A. 1995a, *Astronomy & Astrophysics*, 295, L20
- Lamzin, S. A. 1995b, *Astrophysics and Space Science*, 224, 211
- Lamzin, S. A. 1998, *Astronomy Reports*, 42, 322

- Lamzin, S. A. 2003, *Astronomy Reports*, 47, 540
- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 522, A104
- McClure, M. K., Calvet, N., Espaillat, C., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 769, 73
- McGinnis, P., Bouvier, J., & Gallet, F. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497, 2142
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *Astrophysical Journal*, 579, 694
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *Astrophysical Journal*, 550, 944
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, *Astronomical Journal*, 116, 2965
- Nagel, E. & Bouvier, J. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 643, A157
- Najita, J., Carr, J. S., & Mathieu, R. D. 2003, *Astrophysical Journal*, 589, 931
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 642, A99
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, in press
- Rei, A. C. S., Petrov, P. P., & Gameiro, J. F. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 610, A40
- Romanova, M. M., Lii, P. S., Koldoba, A. V., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 2666
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 699
- Salyk, C., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., & Brown, J. M. 2011, *Astrophysical Journal*, 743, 112
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *Astrophysical Journal*, 429, 781
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980, *Astrophysical Journal*, 241, 637
- Symington, N. H., Harries, T. J., Kurosawa, R., & Naylor, T. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 358, 977
- Turner, N. J., Carballido, A., & Sano, T. 2010, *Astrophysical Journal*, 708, 188
- Wade, G. A., Bagnulo, S., Kochukhov, O., et al. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 374, 265
- Yang, H., Johns-Krull, C. M., & Valenti, J. A. 2007, *Astronomical Journal*, 133, 73
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 550, A99



# Chapitre 3

## Méthodes et outils d'analyses

« Choisissez un travail que vous aimez et vous n'aurez pas à travailler un seul jour de votre vie. »

---

Confucius

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Photométrie</b>	<b>34</b>
3.1.1	Périodogramme	34
3.1.2	Variation de couleur	37
<b>3.2</b>	<b>Spectroscopie</b>	<b>38</b>
3.2.1	Détermination des paramètres stellaires	38
3.2.2	Mesure du veiling	40
3.2.3	Mesure de la vitesse radiale	41
3.2.4	Périodogramme à 2 dimensions	43
3.2.5	Matrice de corrélation	45
3.2.6	Mesure du taux d'accrétion de masse	45
3.2.7	Détermination de la position du choc d'accrétion	46
<b>3.3</b>	<b>Spectropolarimétrie</b>	<b>49</b>
3.3.1	Méthode de "Déconvolution des moindres carrés"	50
3.3.2	Mesure du champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface stellaire	51
3.3.3	Zeeman-Doppler imaging	52
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>55</b>
<b>3.5</b>	<b>Références</b>	<b>56</b>

---

Dans ce chapitre, je vais décrire l'intégralité des méthodes utilisées pour analyser les données à notre disposition, tant en photométrie qu'en spectroscopie ou spectropolarimétrie. Le développement d'outils numériques pour le type d'analyse que je vais mener fait partie intégrante de mon projet de thèse. L'objectif est de mettre au point une batterie d'algorithmes utilisant le langage Python3. Je vais baser ces outils sur l'utilisation de la rotation du système pour caractériser ses variations et enfin remonter à sa structure. De ce fait, pour exploiter complètement ces méthodes, il est essentiel d'avoir des observations suffisamment bien échantillonnées sur un ou plusieurs cycles de rotation. Ces outils d'analyse sont ou complètement inédits, ou adaptés et améliorés à partir d'outils déjà utilisés mais dans un langage informatique différent. L'idée est d'amener de l'homogénéité et de la modernité dans le type d'étude que j'ai mené durant mes travaux de thèse.

## 3.1 Photométrie

Du point de vue du développement numérique, la photométrie est la méthode que j'ai le moins approfondie. Les données utilisées proviennent principalement du satellite Kepler-K2, durant sa 13<sup>ème</sup> campagne d'observation. Ces observations correspondent au flux dans un filtre propre au satellite, s'étendant de 490 à 900 nm, et à très haute cadence (30 minutes). J'utiliserai la version PDC, c'est à dire corrigée des variations instrumentales, de la courbe de lumière ainsi réduite (Cody & Hillenbrand, 2018).

Mon étude photométrique sera complétée par des observations multi-couleurs obtenues à l'observatoire astrophysique de Crimée (CrAO) dans les filtres VR<sub>j</sub>I<sub>j</sub>.

### 3.1.1 Périodogramme

La principale information que l'on peut obtenir grâce à la grande précision de la courbe de lumière K2 est la période de rotation. Comme décrit dans le Chapitre 2, la surface stellaire ne possède pas une luminosité homogène, elle est parsemée de taches plus sombres ou plus brillantes selon leur origine. Les taches sombres des CTTSs couvrent une large portion de la surface (Bouvier & Bertout, 1989), ce qui permet d'observer une baisse de la luminosité moyenne de surface lorsque cette tache est sur la partie visible de l'étoile. Comme la tache tourne avec l'étoile, la luminosité de surface est modulée sur sa période de rotation. Dans le cas particulier des dippers (c.f., Section 2.4), la luminosité de l'étoile n'est pas modulée par les taches sombre à sa surface, mais par les occultations par le warp du disque interne, qui est supposé se trouver proche du rayon de corotation. Dans ce cas encore, la modulation de la courbe de lumière permet de retrouver la période de rotation de l'étoile.

Pour étudier la périodicité de la courbe de lumière, je vais me servir d'un outil maintenant bien connu et largement utilisé : le périodogramme de Lomb-Scargle (Scargle, 1982). Le périodogramme est un outil qui utilise la transformée de Fourier du signal afin d'extraire sa périodicité. Dans sa version dite "classique" il s'agit simplement de la norme au carré de la transformée de Fourier normalisée par le nombre de points qui constituent le signal (Deeming, 1975) :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \sum_j X(t_j) \cos \omega t_j \right)^2 + \left( \sum_j X(t_j) \sin \omega t_j \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

avec  $N_0$  le nombre de points du jeu de données,  $X(t_j)$  la donnée au temps  $t_j$  et  $\omega$  la fréquence où la puissance  $P_X(\omega)$  est évaluée. Dans le cas où les données sont échantillonnées

de manière fixe, cela revient à prendre un  $\delta t = 1$ , et donc  $t = j$  et  $X(t_j) = X_j$ . L'équation 3.1 devient alors simplement :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \sum_j^{N_0} X_j \cos \omega j \right)^2 + \left( \sum_j^{N_0} X_j \sin \omega j \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

La distribution statistique de l'équation 3.2 est plutôt simple et bien connue (Groth, 1975), notamment par la distribution exponentielle de  $P_X$  dans le cas où  $X$  serait un bruit Gaussien. Celle de l'équation 3.1 pour un échantillonnage qui n'est pas parfaitement fixe, ce qui est le cas pour des observations, est beaucoup plus complexe. Cette dernière a donc été redéfinie dans le but d'obtenir la même distribution statistique, en produisant des valeurs inchangées (Scargle, 1982) :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[ \sum_j \frac{\sum X_j \cos \omega(t_j - \tau)}{j} \right]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} + \left\{ \frac{\left[ \sum_j \frac{\sum X_j \sin \omega(t_j - \tau)}{j} \right]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (3.3)$$

où  $\tau$  est définie par :

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\left( \sum_j \sin 2\omega t_j \right)}{\left( \sum_j \cos 2\omega t_j \right)} \quad (3.4)$$

Cependant cette version pourtant claire mathématiquement pose un problème lors de son usage sur des observations. La première difficulté est statistique, en effet cette fonction est très bruitée, même si les observations le sont peu. Fort heureusement, en augmentant la quantité de données, le S/N augmente également, même si le bruit reste grand. La seconde est ce qui est appelé la "fuite spectrale" (*spectral leakage* en anglais). Cela consiste en l'apparition de pics de puissance non seulement à la fréquence du signal périodique, mais également à d'autres fréquences (une "fuite" de signal vers d'autres fréquences), ce qui est un problème inhérent aux analyses de fréquence sur une quantité finie de données. Le phénomène le plus connu est l'*aliasing*, qui fait apparaître un pic à une fréquence complétant celle réelle du signal afin de reproduire son échantillonnage. En utilisant la distribution statistique du périodogramme, il est possible d'étudier la probabilité d'obtenir un pic d'une certaine puissance à une certaine fréquence en l'absence de périodicité du signal. Cela s'appelle la "probabilité de fausse alarme" (*false alarm probability* - FAP) et permet de discerner les fuites spectrales des périodicités réelles. Il existe également des algorithmes beaucoup plus complexes, comme l'algorithme CLEAN (Roberts et al., 1987), basé sur une déconvolution non linéaire, permettant de réduire le niveau de bruit ainsi que les alias, rendant ainsi l'estimation des périodicités du signal bien plus précise.

La Figure 3.1 montre la courbe de lumière K2 de HQ Tauri (Pouilly et al., 2020) ainsi que son périodogramme associé. La période et son incertitude sont déduites en ajustant une Gaussienne sur le plus haut pic de puissance. En revanche, en repliant la courbe en phase, il est possible d'ajuster l'incertitude en étudiant le déphasage des différents minima lorsque l'on s'éloigne de la période, cela aboutit généralement une incertitude bien moindre que celle déduite de l'ajustement Gaussien.



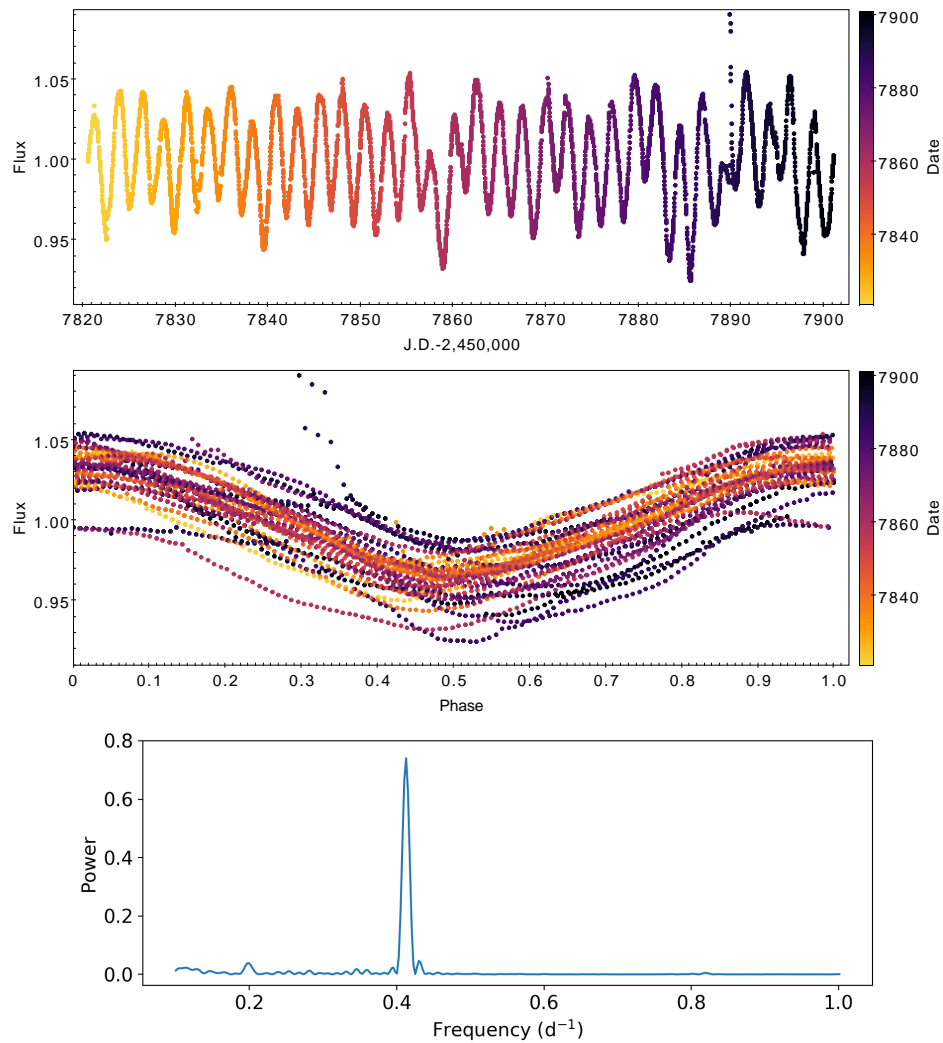


FIGURE 3.1 – *Haut* : Courbe de lumière K2 de HQ Tau. *Milieu* : Courbe de lumière K2 de HQ Tau repliée en phase. *Bas* : Périodogramme de Lomb-Scargle obtenue sur la courbe de lumière.

### 3.1.2 Variation de couleur

La variation de couleur d'un objet permet d'avoir une idée sur l'origine de la variation de luminosité grâce notamment à des modèles d'extinction ou de tache. Par exemple dans le cas d'un dipper, lorsque la poussière du disque passe devant l'étoile elle absorbe une partie de la lumière émise, provoquant une baisse du flux lumineux dans le domaine du visible. De plus, la quantité de lumière absorbée dépend de sa longueur d'onde, cette absorption est en effet moins efficace pour les plus grandes longueurs d'onde, ce qui est appelé "loi de rougissement interstellaire" (Cardelli et al., 1989). Donc en plus d'observer une baisse du flux lumineux, on observe également un rougissement de la lumière. Cela est observable grâce aux observations photométriques multi-couleurs, c'est à dire en utilisant différents filtres. Il faut pour cela calculer un diagramme couleur-magnitude, c'est à dire la magnitude, dans notre cas dans le filtre V, en fonction de la couleur, dans notre cas (V-R) ou (V-I). La magnitude dans un filtre est donnée par :

$$m_\lambda = -2.5 \log \left( \frac{F_\lambda}{F_0} \right) \quad (3.5)$$

avec  $F_0$  le flux de référence, celui de Vega, pour lequel  $m = 0$ , et  $F_\lambda$  le flux de l'étoile dans le filtre recherché. Les couleurs (V-R) et (V-I) sont données par  $m_V - m_R$  et  $m_V - m_I$ , respectivement. Ainsi, plus la valeur de ces couleurs est grande, plus l'étoile est "rouge". Cardelli et al. (1989) ont paramétré la pente due à une extinction par de la matière issue du milieu interstellaire (ISM). Cela permet, par le biais d'une régression linéaire, de comparer les observations avec ces modèles afin d'établir si ces variations sont produites par des grains de type ISM, similaire à une extinction par de la matière circumstellaire.

Les variations locales de température, c'est à dire les taches froides ou chaudes, induisent elles aussi des variations de couleur correspondant également à un rougissement lors de la baisse du flux visible (Torres & Ferraz Mello, 1973; Vogt, 1981) défini par :

$$\Delta m(\lambda) = -2.5 \log \frac{1 - [1 - Q(\lambda)] \cdot G_{max}(\lambda)}{1 - [1 - Q(\lambda)] \cdot G_{min}(\lambda)} \quad (3.6)$$

où  $\Delta m$  est l'amplitude de la variation de lumière en magnitude,  $Q(\lambda)$  et le rapport de flux entre la photosphère et la tache,  $G_{max}$  et  $G_{min}$  sont les aires projetées couvertes par les taches, normalisées par la surface stellaire au maximum et minimum de la visibilité de la tache, respectivement. Bouvier et al. (1993) (voir également Bouvier et al., 1995; Venuti et al., 2015), ont développé un modèle à partir de cela, en utilisant une simplification l'Equation 3.6 dans le but de réduire le nombre d'inconnues, grâce au fort couplage entre  $G_{max}$  et  $G_{min}$  permettant de poser :

$$G_{eq} = \frac{G_{max} - G_{min}}{1 - (1 - Q(\lambda)) \cdot G_{min}} \quad (3.7)$$

qui correspond à une limite inférieure à la surface réelle couverte par les taches, ce qui amène à :

$$\Delta m(\lambda) = -2.5 \log [1 - (1 - Q(\lambda)) \cdot G_{eq}]. \quad (3.8)$$

Ainsi, en considérant les émissions de l'étoile et de la tache comme des corps noirs, et que toutes les taches possèdent la même température, les seules inconnues restantes sont la température des taches, et le  $G_{eq}$ . Les auteurs discutent également dans cet article les limitations de la méthode, et les adaptations de l'Equation 3.8 notamment en présence d'un compagnon ou de veiling. En suivant l'Équation 3.8, nous pouvons noter que, quelle que soit la température de la tache, la variation de lumière va toujours vers le rouge lorsque le

flux diminue. La différence entre variation induite par une tache chaude et celle par une tache froide réside dans la pente de la variation. Elle est en effet plus importante pour une tache chaude que pour une tache froide.

Il est donc possible en utilisant ces modèles de discerner si les variations de lumière d'un l'objet sont dues à une tache ou à une éclipse par de la matière circumstellaire ou un compagnon.

## 3.2 Spectroscopie

La spectroscopie est la technique d'observation pour laquelle j'ai produit le plus d'outils. Les données à ma disposition ont été acquises au Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) avec l'excellent Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars (ESPadOnS; Donati, 2003), qui est un spectropolarimètre échelle à haute résolution. Il permet d'obtenir des spectres avec une résolution de 68 000 entre 370 et 1000 nm. Les deux objets que j'ai étudiés ont été observés durant la campagne 2017B qui consiste en 14 observations pour HQ Tauri et 11 observations pour V807 Tauri, avec un S/N compris entre 120 et 200 à 731 nm. Dans cette section je ne décrirai que la partie spectroscopie, la Section 3.3 se consacrera à la spectropolarimétrie.

### 3.2.1 Détermination des paramètres stellaires

La première étape de l'analyse de ce type d'objet consiste simplement à mieux le connaître. Pour cela je vais déduire ses paramètres tels que la température effective ( $T_{eff}$ ), sa vitesse de rotation ( $v_{\sin i}$ ) et sa vitesse microscopique ( $V_{mic}$ ). En effet, la forme des raies du spectre de l'étoile est fortement impactée par ces paramètres (par exemple leur profondeur dépend de la  $T_{eff}$ , la largeur du  $v_{\sin i}$ ). Je vais donc utiliser un algorithme Levenberg-Marquart (LMA) d'ajustement de spectres synthétiques produits par le code ZEEMAN sur mes observations (Folsom et al., 2012, 2013; Landstreet, 1988; Wade et al., 2001). L'ajustement se réalise sur plusieurs fenêtres de longueur d'onde d'une dizaine de nm, présentant des raies photosphériques bien définies, non perturbées par d'autres raies trop proches et en l'absence de raie d'émission. Pour les spectres synthétiques j'utiliserai la métallicité solaire, le modèle d'atmosphère MARCS (Gustafsson et al., 2008) ainsi qu'une vitesse de macroturbulence  $V_{mac} = 2 \text{ km.s}^{-1}$  et une gravité de surface  $\log(g) = 4.0$ , qui sont des valeurs typiques d'étoiles de la pré-séquence principale (D'Orazi et al., 2011; James et al., 2006; Padgett, 1996; Santos et al., 2008; Taguchi et al., 2009). J'utilise également une liste de raies produite par la base de données VALD (Ryabchikova et al., 2015). Il est important de prendre en considération le veiling, qui fausserait la profondeur des raies et mènerait à une fausse estimation de la  $T_{eff}$ . Le calcul du veiling est détaillé dans la Section 3.2.2. La Figure 3.2 montre un exemple des fenêtres utilisées et de cet ajustement pour HQ Tauri (Pouilly et al., 2020).

Une fois les paramètres obtenus pour chacune des fenêtres de longueur d'onde, je réalise une moyenne, un écart-type ainsi qu'un sigma-clipping afin d'obtenir une valeur définitive avec son incertitude. En couplant la  $T_{eff}$  avec la photométrie et la distance à laquelle se trouve l'objet, je peux déduire la luminosité en suivant l'équation :

$$\log(L(L_{\odot})) = \frac{M_{bol,\odot} - M_{bol}}{2.5} \quad (3.9)$$

avec  $M_{bol,\odot}$  la magnitude bolométrique du soleil et  $M_{bol}$  la magnitude bolométrique de l'objet dans un filtre donné, corrigée de l'extinction interstellaire. J'en déduis ensuite le

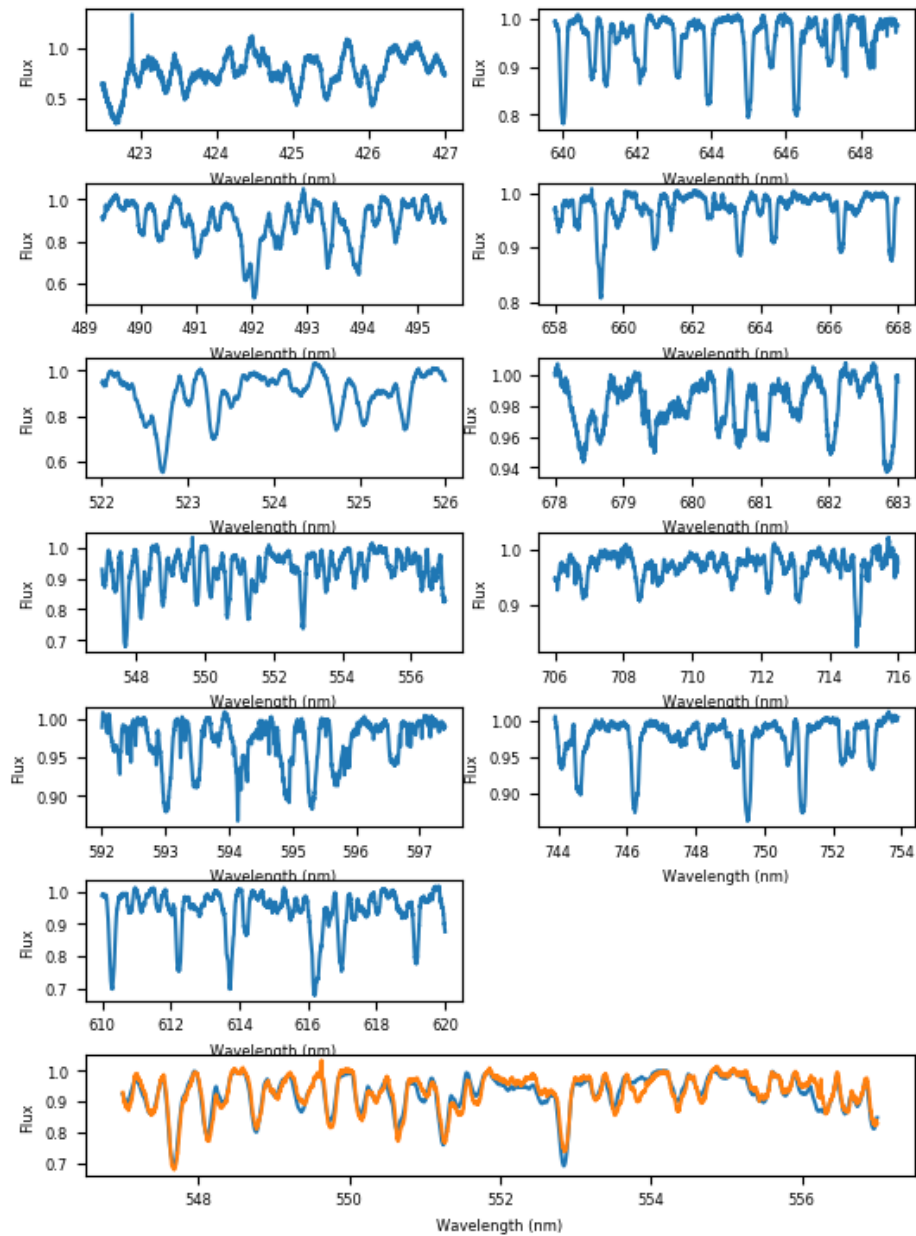


FIGURE 3.2 – 6 premières lignes : spectre de HQ Tauri sur les fenêtres de longueurs d’onde utilisées pour la détermination des paramètres stellaires. Dernière ligne : Spectre de HQ Tauri (bleu) et spectre synthétique ZEEMAN selon le meilleur ajustement des paramètres stellaires (orange).

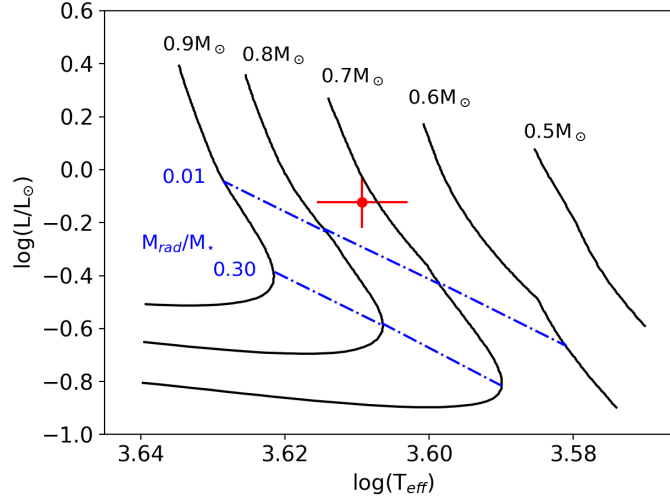


FIGURE 3.3 – Position de V807 Tauri dans un diagramme HR. La croix rouge représente la position de l'objet avec les incertitudes de mesure. Les courbes noires sont des modèles évolutifs d'étoiles jeunes par Baraffe et al. (1998) dont les masses sont indiquées en haut de la figure. Les courbes bleues indiquent les endroits où la masse du coeur radiatif atteint 30% et 1% de la masse de l'étoile.

rayon en suivant l'équation :

$$R(R_{\odot}) = \left( \frac{T_{\odot}}{T_{eff}} \right)^2 \cdot \sqrt{L} \quad (3.10)$$

avec  $T_{\odot}$  la température du Soleil. Grâce au rayon, au vsini et à la période de rotation stellaire on peut également calculer l'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée  $i$  en utilisant :

$$\sin i = \frac{P \cdot v \sin i}{2\pi R} \quad (3.11)$$

Je peux maintenant placer l'étoile dans un diagramme HR (HRD). Avec une interpolation à deux dimensions sur des modèles d'évolution stellaire, je peux déduire la masse ainsi que la structure interne de l'étoile. La Figure 3.3 montre le HRD avec les courbes d'évolution stellaire dans le cadre de l'étude de V807 Tauri (Pouilly et al., 2021).

### 3.2.2 Mesure du veiling

Outre le fait qu'il soit la signature de la présence d'un choc d'accrétion à la surface stellaire, et donc qu'il trahit la présence d'un processus d'accrétion magnétosphérique, le veiling peut poser des problèmes dans l'étude spectroscopique. En effet, ce remplissage des raies photosphériques pose problème lors de l'estimation de la  $T_{eff}$ . De plus, l'étude des raies d'émission liées à l'accrétion comme H $\alpha$  demande de s'affranchir de la contribution photosphérique en calculant un profil résiduel. Cette composante se trouverait biaisée par une omission du veiling produisant des erreurs sur l'appréciation de la forme, de l'intensité et même de l'analyse de la variabilité de la raie.

Afin d'estimer le veiling, je vais me servir d'un modèle photosphérique, c'est à dire une étoile d'un type spectral ou de température effective proche, avec un faible vsini, de façon à ce que les raies photosphériques ne soient pas trop élargies par rotation. Ce modèle doit ensuite être élargi par rotation à la même vitesse que l'étoile étudiée, en réalisant une convolution du profil par la fonction de Gray (1973) :

$$G(\lambda) = \frac{2(1 - \epsilon)[1 - (\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2]^{1/2} + \frac{1}{2}\pi\epsilon[1 - (\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2]}{\pi\Delta\lambda_L(1 - \epsilon/3)} \quad (3.12)$$

où  $\epsilon$  est le coefficient d'assombrissement centre-bord, qui dépend notamment de la température et de la longueur d'onde,  $\Delta\lambda_L = (\lambda/c) \cdot v \sin i$  l'élargissement spectral d'une raie photosphérique, et  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_L \cdot \cos l \cdot \sin L$ , cet élargissement projeté à une certaine latitude  $l$  et longitude  $L$ . J'ajuste ensuite avec un LMA une fonction sur les observations composée du profil du modèle photosphérique élargi auquel j'applique un veiling en suivant l'Équation 2.9 et en laissant le paramètre  $r$  libre.

Cependant, comme évoqué dans la Section 2.3, [Rei et al. \(2018\)](#) ont mis en évidence un veiling dépendant de la profondeur de la raie considérée. Pour avoir un accès au veiling lié au continu additionnel du choc d'accrétion, il est nécessaire de ne garder que les raies photosphériques les plus faibles dans cet ajustement.

### 3.2.3 Mesure de la vitesse radiale

Les taches décrites au Chapitre 2, qu'elles soient chaudes ou froides, produisent une émission qui leur est propre, quelle que soit l'origine de leur formation ([Vogt & Penrod, 1983](#)). Cette émission se traduit dans les raies photosphériques comme une bosse d'émission à l'intérieur de la raie. La tache se trouve à la surface de l'étoile, elle possède donc une vitesse par rapport à l'observateur qui lui est propre, liée à la vitesse de rotation de l'étoile projetée sur la ligne de visée selon sa latitude. Cette vitesse est donc maximale (en norme) lorsqu'elle se trouve aux bords de l'hémisphère visible, et nulle lorsqu'elle est au centre de l'hémisphère visible ou sur l'hémisphère caché à l'observateur. La bosse dans la raie photosphérique sera donc décalée vers le bleu, de l'apparition de la tache à l'observateur jusqu'à ce qu'elle atteigne le centre de l'hémisphère visible, puis vers le rouge jusqu'au passage de la tache sur l'hémisphère caché à l'observateur. Cela va avoir pour effet de "couper" la partie bleue, ou rouge de la raie photosphérique, qui semblera ainsi positionnée à une longueur d'onde plus grande, ou moins grande, qu'elle ne l'est vraiment. Ce fonctionnement est schématisé en Figure 3.4. Cet effet va directement biaiser la mesure de la vitesse radiale à partir des raies photosphériques, et ainsi produire une modulation apparente sur la même période que la période de rotation stellaire.

La mesure de la vitesse radiale, en particulier l'étude de ses variations est donc un bon indicateur de la présence de taches à la surface de l'étoile. Afin de réaliser cette analyse, je vais utiliser une méthode de cross-corrélation entre mes observations et le modèle photosphérique utilisé notamment pour l'analyse du veiling (Section 3.2.2). Cela consiste à appliquer un décalage en vitesse entre les deux spectres et à calculer un coefficient de corrélation linéaire qui traduira l'alignement des deux spectres. En calculant les coefficients de corrélation pour un ensemble de décalage en vitesse, on obtient ce qui est appelé une fonction de cross-corrélation (CCF), dont le maximum illustre la vitesse pour laquelle on obtient la meilleure corrélation. J'utiliserai dans mon algorithme le coefficient donné par l'expression de [Tonry & Davis \(1979\)](#) :

$$c(n) = \frac{1}{N\sigma_g\sigma_t} \sum_m g(m)t(m-n) \quad (3.13)$$

avec  $g$  le spectre de l'étoile,  $t$  celui du modèle,  $N$  le nombre de points des spectres,  $\sigma_g$  et  $\sigma_t$  les moyennes quadratiques des spectres  $g$  et  $t$  respectivement. Ici,  $m$  représente la longueur d'onde et  $n$  le décalage appliqué. J'extrait donc la différence de vitesse entre le modèle et mes observations en ajustant une Gaussienne sur la CCF. Un exemple est présenté en Figure 3.5. Afin d'augmenter la précision de la mesure, je réalise la cross-corrélation sur un ensemble de fenêtres de longueurs d'onde présentant des raies photosphériques bien définies, non perturbées par d'autres raies trop proches et sans raie d'émission. Le

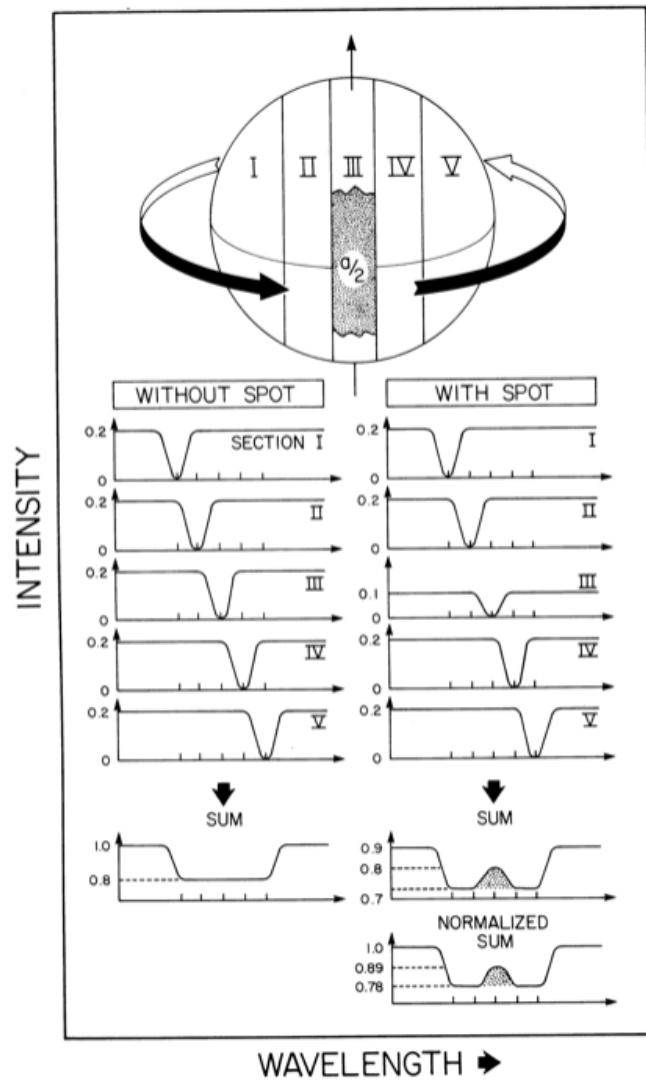


FIGURE 3.4 – Illustration de la formation d’une bosse dans une raie en absorption par une tache à la surface de l’étoile. Crédits : [Vogt & Penrod \(1983\)](#).

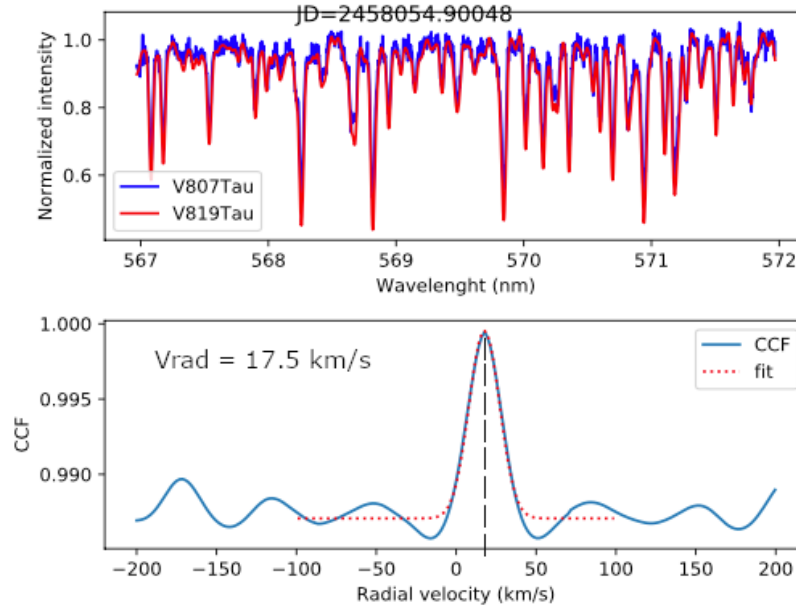


FIGURE 3.5 – *Haut* : spectres de V807 Tauri en bleu (Pouilly et al., 2021) et de V819 Tauri en rouge (modèle photosphérique) corrigés de la vitesse déduite de la CCF sur la fenêtre 567-572 nm. *Bas* : CCF (bleue) et son ajustement par une Gaussienne (rouge).

modèle n'est également pas élargi par rotation afin de réduire la gamme de vitesse pour laquelle la corrélation est bonne. Je réalise ensuite une moyenne et un écart-type des valeurs obtenues pour chaque fenêtre, avec éventuellement un sigma-clipping pour rejeter les fenêtres sur lesquelles l'opération aurait échoué.

La courbe obtenue par la mesure de la vitesse radiale de chaque observation montrera une modulation dans le cas de la présence d'une tache, que l'on peut approximer par une sinusoïde. Si une unique tache domine la modulation de la vitesse radiale, cette sinusoïde montrera une période cohérente avec la période de rotation stellaire. Un exemple est donné en Figure 3.6. Dans le cas où plusieurs taches sont à l'origine de cette modulation, une composition de sinusoïdes permettra de retrouver la période de rotation.

### 3.2.4 Périodogramme à 2 dimensions

Les différents phénomènes induits par l'accrétion magnétosphérique tels que les chocs d'accrétion ou les colonnes d'accrétion, ont leurs propres signatures spectrales. Comme ces phénomènes sont discrets et tournent avec l'étoile, on peut s'attendre à ce que leurs signatures soient modulées sur la période de rotation de l'étoile. Les colonnes d'accrétion par exemple, produisent un profil P Cygni inverse (IPC), une absorption du côté rouge de la raie, ou au moins une diminution du flux, lorsqu'elle passe sur la ligne de visée, et donc périodique avec la rotation stellaire. Seulement, toute la raie n'est pas concernée par ces modulations, les identifier peut donc se révéler être compliqué.

Le périodogramme à 2 dimensions (P2D) permet de mettre en évidence les parties d'une raie qui évoluent de manière périodique. Il s'agit simplement d'un périodogramme de Lomb-Scargle (voir la Section 3.1.1) calculé pour chaque canal de vitesse d'une même raie. Pour cela, il faut interpoler la raie de chaque observation sur une même gamme de vitesse, avec le même échantillonnage, et donc calculer un périodogramme sur chaque canal. Le P2D est ensuite représenté avec la vitesse en abscisse, la fréquence en ordonnée et la puissance du périodogramme avec un code couleur, comme le montre la Figure 3.7.



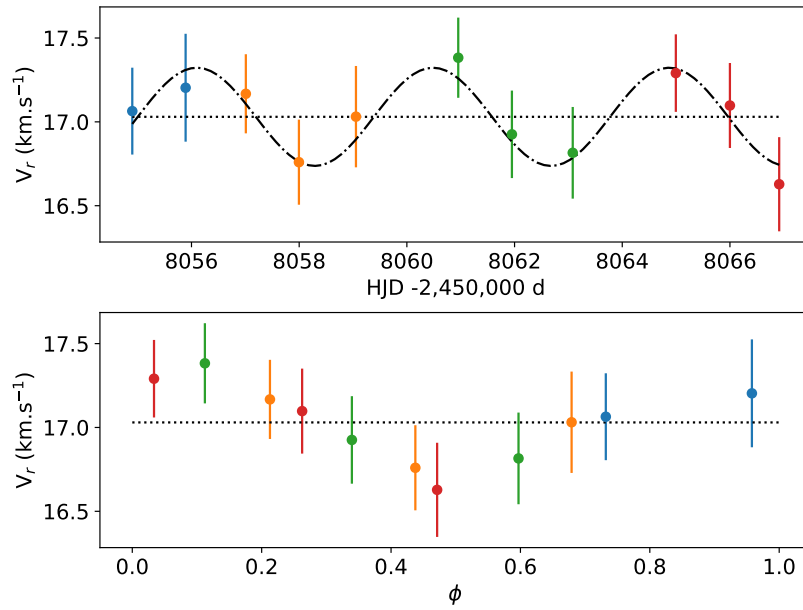


FIGURE 3.6 – *Haut* : courbe de vitesse radiale de V807 Tauri (Pouilly et al., 2021), la ligne pointillée noire illustre la vitesse moyenne, la courbe noire montre le meilleur ajustement sinusoïdal, les couleurs indiquent les différents cycles de rotation. *Bas* : courbe de vitesse radiale repliée en phase, en suivant l'éphéméride définie par la courbe de lumière K2.

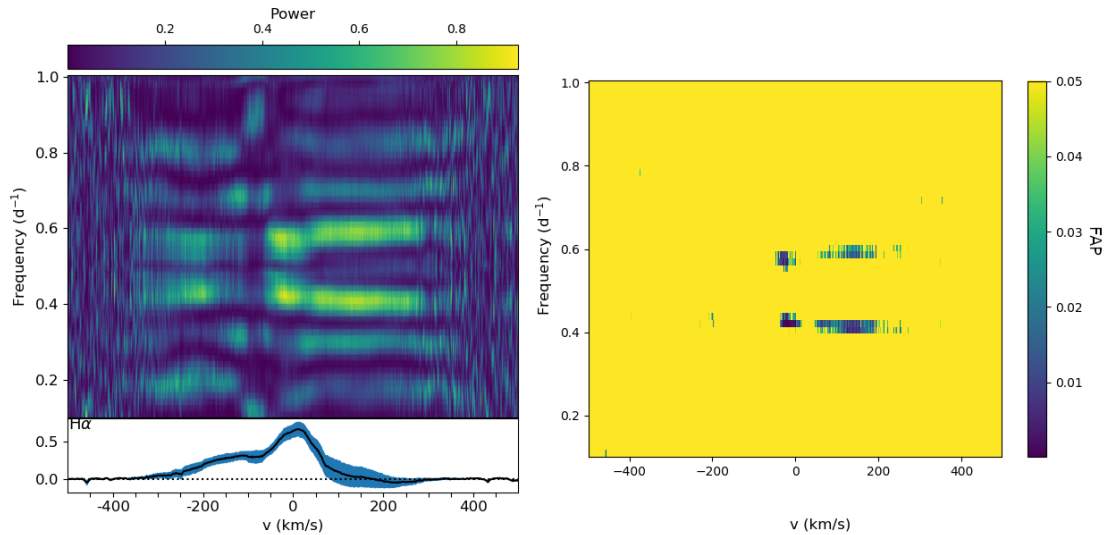


FIGURE 3.7 – *Gauche* : P2D de la raie H $\alpha$  de HQ Tauri (Pouilly et al., 2020) (*haut*) et profil moyen de la raie avec sa variance représentée par la zone bleue (*bas*). *Droite* : carte de FAP correspondante, toute la partie jaune représente une FAP  $\geq 0.05$ . Le seul pic avec une FAP  $\leq 0.01$  est la zone à  $f \sim 0.4$   $d^{-1}$  ( $P \sim 2.5$  jours). Le pic à  $f \sim 0.6$   $d^{-1}$  est un alias du périodogramme lié à l'échantillonnage des observations, il présente une FAP d'environ 0.025.

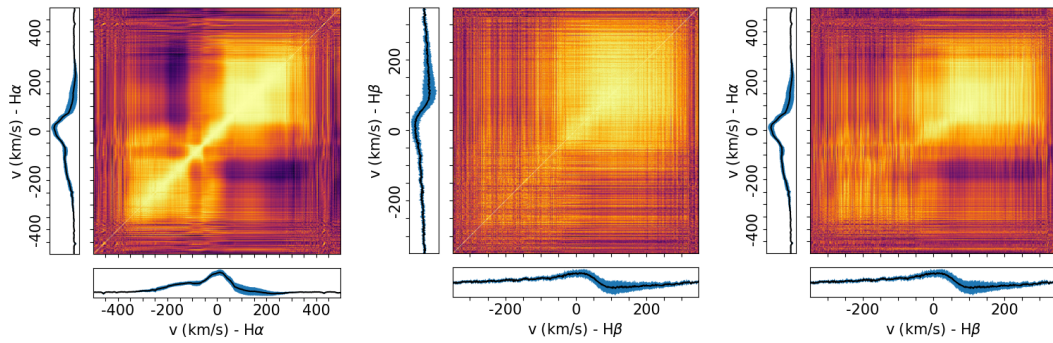


FIGURE 3.8 – Matrices d’auto-corrélation des raies H $\alpha$  (*gauche*) et H $\beta$  (*milieu*) et matrice de corrélation H $\alpha$  vs. H $\beta$  (*droite*). La couleur jaune indique une forte corrélation, la couleur violette une forte anti-corrélation et le orange indique qu’il n’a pas de corrélation. Les panneaux le long de chaque axe montrent la raie correspondante en noir avec son profil de variance en bleu.

A l’image du périodogramme évoqué dans la Section 3.1.1, il est également possible de calculer la carte de FAP (Figure 3.7), afin de discerner les pics réels des alias.

### 3.2.5 Matrice de corrélation

Même si le P2D permet déjà d’identifier les canaux de vitesse périodiques à l’intérieur d’une raie, il ne permet pas de séparer les variations dépendantes les unes des autres, ni d’identifier des variations issues de phénomènes non périodiques. L’outil adapté à ce "décorticage" des raies est la matrice de corrélation (Alencar & Batalha, 2002; Johns & Basri, 1995; Kurosawa et al., 2005; Oliveira et al., 2000). À l’image de la corrélation linéaire utilisée pour le calcul de la vitesse radiale de l’objet (Section 3.2.3), cet outil consiste en un calcul d’un coefficient de corrélation linéaire entre deux canaux de vitesse pour 2 raies spectrales. La matrice de corrélation peut être calculée pour deux raies distinctes, comme pour une même raie et prend alors la dénomination de matrice d’auto-corrélation. Le coefficient est calculé pour chaque canal de vitesse des 2 raies, affichés en abscisse et en ordonnée, et la valeur du coefficient est illustrée par un code couleur. Le coefficient de Pearson utilisé prend pour valeur 1 en cas de forte corrélation, 0 en l’absence de corrélation, -1 en cas de forte anti-corrélation. Par exemple, lorsque le flux d’un canal de vitesse diminue de la même manière au même moment qu’un autre, le coefficient sera de 1, si l’un diminue lorsque l’autre augmente il sera alors de -1.

Physiquement, l’intérêt de ces matrices est de séparer les processus dominants les variations de chaque partie de la raie. Une forte corrélation ou anti-corrélation d’une région signifie qu’un même processus physique est à l’origine des variations de cette région. Couplée à d’autres outils d’analyse, cela peut même permettre d’identifier clairement le processus en question. Prenons par exemple le profil IPC induit par la colonne d’accrétion, qui produit une absorption dans l’aile rouge de la raie et un léger excès d’émission dans l’aile bleue. La matrice d’auto-corrélation en présence d’un tel phénomène montrera une forte corrélation de la région de l’absorption, de celle de l’excès d’émission, ainsi qu’une forte anti-corrélation entre ces deux régions. En couplant avec un P2D, on saura que ces régions sont de plus modulées sur la période de rotation de l’étoile, menant directement à l’effet de la colonne d’accrétion. Si la matrice d’auto-corrélation ne montre qu’une corrélation de l’aile rouge, cela signifie qu’un processus additionnel est en place pour l’aile bleue. Des exemples de matrices de corrélation sont présentés en Figure 3.8.

### 3.2.6 Mesure du taux d'accrétion de masse

Le taux d'accrétion de masse ( $\dot{M}_{acc}$ ) est un paramètre essentiel d'un objet jeune, c'est la caractéristique principale des CTTs. Il est lié à son stade évolutif, à son champ magnétique mais également à son moment angulaire, plus exactement à l'augmentation de ce dernier. Comme évoqué dans le Chapitre 1, le système doit perdre du moment angulaire pour compenser celui apporté par l'accrétion, et il le fait notamment à travers les phénomènes d'éjection de matière. Il y a donc un lien direct entre l'accrétion et l'éjection de matière.

Certaines raies, ou certaines parties de raies, sont émises par la colonne d'accrétion, qui est l'endroit par lequel transite toute la matière accrétée. En étudiant ces raies il est donc possible de remonter directement au taux d'accrétion de masse. Il existe une relation empirique entre la luminosité dans les raies en émission et la luminosité d'accrétion elle-même directement liée au taux d'accrétion de masse (voir [Gullbring et al., 1998](#); [Hartmann, 1998](#)). Je vais me servir de cette méthode pour estimer le taux d'accrétion de masse des objets de mes études. La luminosité d'une raie est donnée par :

$$L_{line} = 4\pi d^2 F_{line} \quad (3.14)$$

où  $d$  est la distance à laquelle se trouve l'objet et  $F_{line}$  le flux dans la raie, lui-même donné par :

$$F_{line} = F_0 \cdot EW \times 10^{-0.4m_\lambda} \quad (3.15)$$

avec  $F_0$  le flux de référence dans le filtre correspondant au mieux à la raie considérée,  $EW$  la largeur équivalente de la raie et  $m_\lambda$  la magnitude de l'étoile, corrigée de l'extinction, dans le filtre le mieux adapté à la raie étudiée. [Alcalá et al. \(2017\)](#) donnent ensuite la relation  $\log(L_{acc}) = a \log(L_{line}) + b$  où  $a$  et  $b$  sont des coefficients déterminés par les auteurs en ajustant une droite sur des diagrammes  $L_{acc}$  vs.  $L_{line}$  et  $L_{acc}$  est la luminosité d'accrétion définie par :

$$L_{acc} = \frac{GM_\star \dot{M}_{acc}}{R_\star} \left[ 1 - \frac{R_\star}{r_{mag}} \right] \quad (3.16)$$

ce qui nous permet donc de déduire le taux d'accrétion de masse. L'Equation 3.16 demande de connaître le rayon magnétosphérique, qui est une grandeur difficile à estimer (voir Section 3.3). Pour ce calcul, je suppose donc une valeur typique de  $r_{mag} = 5R_\star$ .

Cependant, cette méthode est directement liée à la largeur équivalente de la raie, qui est grandement affectée par les profils IPC. Il faut donc être précautionneux avec les valeurs déduites des observations montrant un profil IPC, voir même les exclure de l'analyse pour les raies les plus affectées comme  $H\beta$ . Les phénomènes d'éjection, pouvant eux produire des profils P Cygni, sont également à surveiller.

### 3.2.7 Détermination de la position du choc d'accrétion

Le choc d'accrétion est l'endroit où la colonne d'accrétion atteint la surface stellaire (voir Section 2.3 pour plus de détails). C'est ce choc qui produit cette région plus brillante, connaître sa position peut donc aider à identifier le type de tache responsable de modulations de la courbe de lumière ou de la courbe de  $V_r$ . De plus, en comparant la position de la tache avec les profils IPC indiquant le passage de la colonne d'accrétion, ou avec les minima de la courbe de lumière dans le cas des dippers (voir Section 2.4), il est possible de récupérer de l'information sur la courbure de la colonne d'accrétion, et de lier cela avec le  $r_{mag}$  ou avec des signatures d'éjection magnétosphérique. Enfin, la position du choc

d'accrétion est proche du pôle magnétique de la composante dipolaire du champ magnétique, sa latitude permet donc de d'estimer l'obliquité du champ magnétique et ainsi d'avoir une indication sur la géométrie du système ainsi que la stabilité de son accrétion.

Le choc d'accrétion, ou plutôt la région post-choc, est la place de la formation de la composante étroite de certaines raies comme le Ca II IRT (Muzerolle et al., 1998) ou l'He I à 586.7 nm (Beristain et al., 2001). L'étude approfondie de cette composante, en particulier de sa vitesse, est donc un bon moyen d'estimer la position du choc d'accrétion. Cette vitesse est extraite en ajustant deux Gaussiennes sur le profil de raie, une large et une étroite, la variation de la vitesse de la région post-choc est directement liée à la rotation de l'étoile. En effet, comme expliqué dans la Section 3.2.3, la tache possède une vitesse par rapport à la ligne de visée liée à la rotation de l'étoile, maximum en norme lorsque la tache se trouve aux bords de l'hémisphère visible et nul au centre. Cette vitesse est modulée par la rotation de l'étoile autour d'une valeur moyenne étant la vitesse radiale de l'étoile. Dans le cas de la composante émise par la région post-choc, la variation vitesse est la combinaison de la vitesse rotation de l'étoile à la latitude de la tache et la vitesse de la matière dans région post-choc. En effet, cette région possède également une certaine vitesse, dans le prolongement de la colonne d'accrétion au niveau de la surface stellaire. Cette vitesse est bien moindre en comparaison de la vitesse de chute libre car la matière est grandement freinée au contact de la surface (ce qui est à l'origine du choc d'accrétion), mais elle n'est pas nulle et peut contribuer de manière significative selon la géométrie du système.

La Figure 3.9 montre schématiquement les deux composantes de la vitesse de la région post-choc selon sa position, l'inclinaison du système et la phase de rotation. Afin d'établir l'expression de la vitesse de la composante étroite, il faut sommer les deux composantes en prenant en compte toutes les projections liées à la géométrie du système. Pour la vitesse de rotation c'est assez immédiat, la mesure réalisée à partir de l'élargissement donne accès à la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée,  $v \sin i$ . La dépendance à la phase se fait à travers un sinus pour obtenir un maximum à  $\varphi = 0.25$  (i.e.  $\frac{\pi}{2}$  rad) et un minimum à  $\varphi = 0.5$  (i.e.  $\pi$  rad). Il reste la projection liée à la latitude de la tache, en supposant une rotation solide de la surface stellaire, cela amène à l'expression :

$$\delta V_{rot} = -v \sin i \sin \theta \sin \varphi \quad (3.17)$$

avec  $\theta$  la colatitude de la tache et un signe lié à la convention d'une vitesse positive lorsque la tache s'éloigne de l'observateur. Pour la vitesse de la matière dans la région post-choc, la dépendance à la phase est opposée à celle de la rotation, soit un cosinus. Je suppose ensuite que la colonne d'accrétion atteint la surface de manière perpendiculaire, signifiant que le vecteur vitesse  $\vec{V}_{flow}$  est dirigé vers le centre de l'étoile. Je commence ensuite par un système observé avec une inclinaison de  $90^\circ$  (Figure 3.9), en définissant les axes cartésiens  $x$  en direction de l'observateur et  $z$  le long de l'axe de rotation. Les coordonnées cartésiennes de cette composante de vitesse dans un tel système sont donc données par :

$$\begin{cases} x = -V_{flow} \sin \theta \cos \varphi \\ y = -V_{flow} \sin \theta \sin \varphi \\ z = -V_{flow} \cos \theta \end{cases} \quad (3.18)$$

Afin de prendre en compte la projection liée à l'inclinaison  $i$  du système, j'applique à ce système une matrice de rotation autour de l'axe  $y$  d'un angle  $\alpha = i - 90^\circ$  définie par :

$$R_y(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

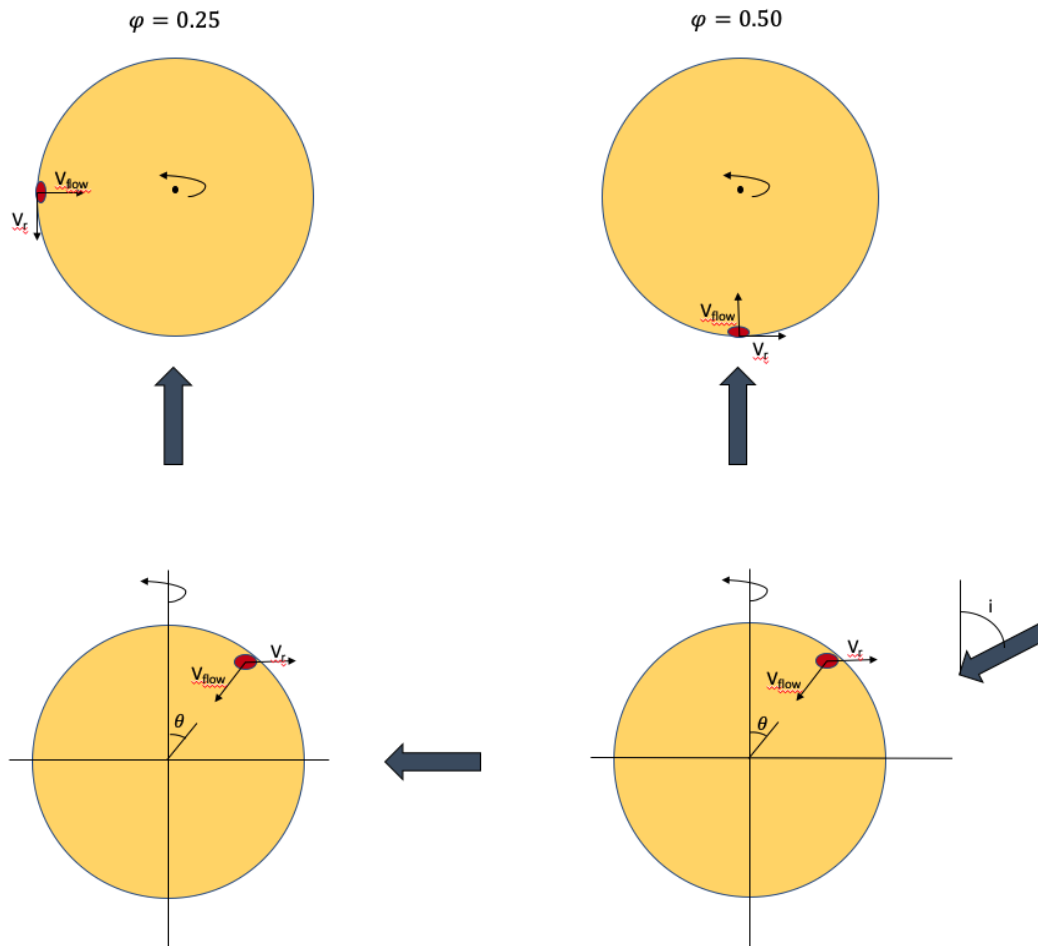


FIGURE 3.9 – Schémas représentant la tache avec les deux composantes de vitesse ( $V_r$  liée à la rotation et à la vitesse radiale de l'étoile et  $V_{flow}$  à la vitesse de la matière dans la zone post-choc). *Haut* : Vue pole-on à la phase  $\varphi = 0.25$  (*gauche*) et  $\varphi = 0.5$  (*droite*) pour une tache localisée à l'équateur et une inclinaison de  $90^\circ$ , la flèche grise représente la ligne de visée. *Bas* : Vue edge-on pour une tache localisée à une colatitude quelconque  $\theta$  et une inclinaison de  $90^\circ$  (*gauche*) et quelconque  $i$  (*droite*).

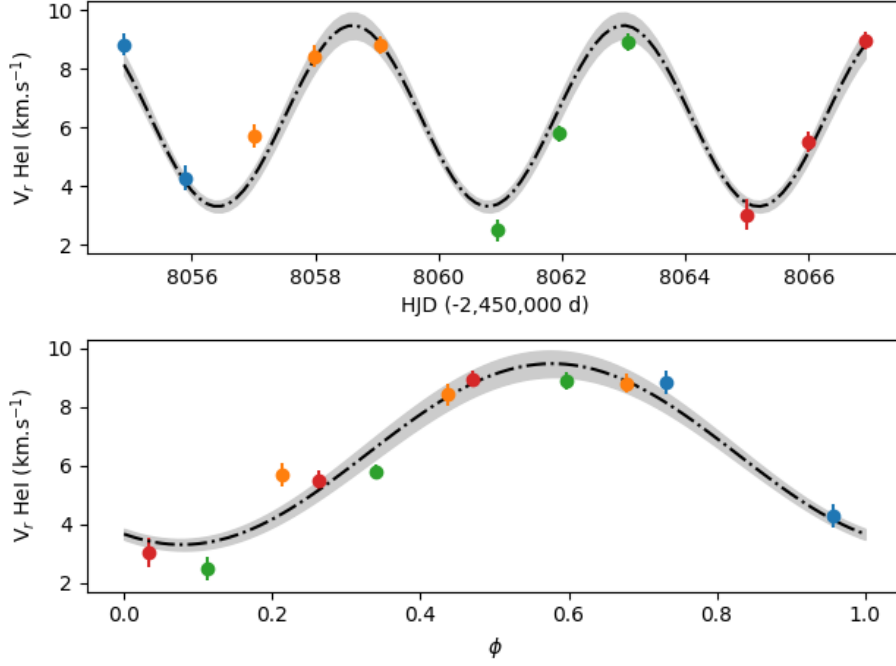


FIGURE 3.10 – Vitesse radiale de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm en fonction de la date Julienne (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*). Chaque couleur représente un cycle de rotation. La courbe noire montre l’ajustement par le modèle décrit dans la Section 3.2.7, avec l’incertitude à  $1\sigma$  sur la valeur de  $V_{flow}$  illustrée en gris. Ici j’ai  $V_{flow} = 9.5 \text{ km.s}^{-1}$  et  $\theta = 20^\circ$ .

Ce qui amène aux coordonnées suivantes :

$$\begin{cases} x' = x \cos \alpha + z \sin \alpha \\ y' = y \\ z' = -x \sin \alpha + z \cos \alpha \end{cases} \quad (3.20)$$

où  $x'$  est donc la projection de  $\vec{V}_{flow}$  sur la ligne de visée. La vitesse de la composante étroite des raies émises dans la région post-choc d’accrétion suit donc la somme de  $x'$  et de  $\delta V_{rot}$  soit :

$$V(\text{NC}) = V_{rad} - V_{flow} \sin \theta \cos \varphi \cos \alpha - V_{flow} \cos \theta \sin \alpha - v \sin i \sin \theta \sin \varphi \quad (3.21)$$

J’utilise ensuite un LMA afin d’ajuster cette fonction sur les mesures de  $V_r$  de la composante étroite. Les  $v \sin i$  et  $i$  (et donc  $\alpha$ ) étant déduits indépendamment, les deux inconnues restantes sont donc  $V_{flow}$  et  $\theta$ . Cependant, ce modèle considère que la tache fait face à l’observateur à la phase  $\varphi = 0.5$ , ce qui n’est pas nécessairement le cas si la phase est choisie en suivant l’éphéméride issue d’une autre analyse. Par exemple, la courbe de lumière peut être modulée par une tache froide, qui ne se trouve pas nécessairement située au même endroit que la tache chaude. Il faut donc effectuer la transformation  $\varphi' = \varphi - \delta\varphi$ ,  $\delta\varphi$  décrivant le décalage en phase de la tache chaude par rapport à la phase 0.5, ajoutant cette inconnue au système. La Figure 3.10 montre les mesures de la vitesse radiale de la composante étroite de l’He I 587.6 nm de V807 Tauri (Pouilly et al., 2021), ainsi que l’ajustement sur cette courbe par l’Équation 3.21.

### 3.3 Spectropolarimétrie

La spectropolarimétrie permet de mesurer directement l'influence du champ magnétique sur les raies spectrales. En effet, sous l'influence d'un champ magnétique, les niveaux des transitions électroniques responsables de la longueur d'onde des raies se séparent en plusieurs composantes au lieu d'une. Ce processus s'appelle l'effet Zeeman et produit un élargissement voire une séparation des raies. De plus les composantes décalées vers le rouge ou le bleu (composante  $\sigma$ ) sont polarisées circulairement, il est donc possible de mesurer un champ magnétique en étudiant la polarisation des raies. Entre chaque pause, le chemin optique de chaque composante orthogonale est interverti afin de pouvoir ensuite éliminer la polarisation instrumentale. Les données que j'utiliserai seront les mêmes que pour la spectroscopie, acquises par ESPaDOnS. Cet instrument dispose d'un mode spectropolarimétrique qui enregistre, pour chaque observation, quatre "sous-observations", chacune de ces sous-pauses contiennent 2 spectres de polarisation orthogonales, provenant de 2 fibres différentes.

Les 8 spectres ainsi obtenus sont ensuite combinés pour construire le spectre en intensité de l'étoile appelé paramètre de Stokes I, et le spectre de polarisation circulaire appelé paramètre de Stokes V. En combinant différemment les 4 sous-observations, il est possible d'obtenir le spectre de polarisation nulle (profil Null ou N), dans lequel toute polarisation Zeeman provenant de la cible observée a été annulée, indispensable pour vérifier si une signature observée dans le profil de Stokes V est réellement due à l'effet Zeeman ou non (Donati et al., 1997).

#### 3.3.1 Méthode de "Déconvolution des moindres carrés"

Même si le mode spectropolarimétrie de ESPaDOnS permet d'obtenir le signal de polarisation circulaire à chaque longueur d'onde, le S/N est malheureusement faible pour la plupart d'entre elles. Je vais donc utiliser une méthode développée par Donati et al. (1997), qui consiste en une sorte de moyenne de tous les signaux photosphériques (Stokes I et V) afin d'augmenter drastiquement le S/N : la "déconvolution des moindres carrés" (least-square deconvolution - LSD).

En effet, afin de pouvoir extraire des informations sur le champ magnétique, il est nécessaire d'avoir un niveau de bruit inférieur à  $10^{-4}$ , difficilement atteignable à partir d'une seule raie. Les étoiles jeunes effectuant typiquement une rotation complète en quelques jours, leur spectre varie rapidement ce qui rend impossible l'utilisation d'une moyenne de plusieurs observations sans perdre d'information. En revanche, la méthode LSD exploite le fait que les signatures Zeeman de la plupart des raies ont plus ou moins la même forme. En extrayant l'information provenant du plus de raies possibles, la limite du niveau de bruit devient atteignable.

Pour une configuration magnétique donnée, et dans le régime de champ faible, le profil de Stokes V local s'exprime comme :

$$V_{loc}(v) \propto g\lambda \frac{\partial I_{loc}(v)}{\partial v} \quad (3.22)$$

avec  $v = \Delta\lambda/\lambda$  la coordonnée en vitesse d'un décalage  $\Delta\lambda$  autour d'une longueur d'onde centrale  $\lambda$ ,  $g$  est le facteur de Landé (i.e., la sensibilité magnétique de la raie) et  $I_{loc}$  le profil local de la raie sélectionnée. Il est ensuite supposé que  $I_{loc}$  est similaire en forme pour toutes les raies, simplement ajusté avec une profondeur centrale locale  $d$ , ce qui amène à :

$$V_{loc}(v) = g\lambda dk_B(v) \quad (3.23)$$

et  $k_B$  est une fonction de proportionnalité, identique pour toutes les raies. Cette approximation est en théorie valable uniquement pour les raies optiquement minces, mais reste acceptable à l'échelle de raies élargies par rotation à condition d'exclure les raies les plus fortes comme les raies de Balmer, ou les raies Ca II H et K. Il faut ensuite intégrer cette expression sur toute la surface de l'étoile :

$$V(v) = \int \int b_M V_{loc}(v - v_M) \quad (3.24)$$

$$= g\lambda d \int \int b_M k_B(v - v_M) \quad (3.25)$$

$$= w Z(v) \quad (3.26)$$

où  $b_M$  et  $v_M$  sont la brillance et la vitesse radiale de tout point M à la surface stellaire et la fonction  $Z(v)$  appelée signature Zeeman moyenne. Si on suppose un coefficient d'assombrissement centre-bord indépendant de la longueur d'onde, alors  $Z(v)$  est le même pour toutes les raies et sa forme est reproduite par tous les profils de Stokes  $V(v)$  en considérant un coefficient d'ajustement  $w = g\lambda d$ . On utilise ensuite une fonction modèle de raie  $M(v)$  :

$$M(v) = \sum_i w_i \delta(v - v_i) \quad (3.27)$$

avec  $v_i$  et  $w_i$  la position en vitesse et le poids de chaque raie spectrale, respectivement. À partir de cela, le spectre polarisé circulairement s'exprime comme la convolution  $V = M * Z$  ou encore comme le système linéaire  $\mathbf{V} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z}$ . Cependant, il est ici supposé que les intensités des raies s'ajoutent de manière linéaire, ce qui n'est pas le cas. Dans cette méthode, cet effet est pris en compte de manière drastique, en s'assurant que la somme des profondeurs centralisées normalisée sur les raies à proximité ne dépasse jamais 1. La solution de moindre carré en  $\mathbf{Z}$  est donc :

$$\mathbf{Z} = (\mathbf{M} \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{V} \quad (3.28)$$

$\mathbf{S}$  est la matrice diagonale où les  $S_{jj}$  sont l'inverse des barres d'erreur  $1/\sigma_j$  de chaque pixel  $j$ . Physiquement, le terme  $\mathbf{M} \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{V}$  correspond à la moyenne pondérée de toutes les raies sélectionnées, et le terme  $(\mathbf{M} \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{M})^{-1}$  permet d'obtenir les barres d'erreur pour  $\mathbf{Z}$ .

Concrètement,  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{V}$  sont fournis par les observations, quand à  $\mathbf{M}$  il s'agit d'un masque de raies produit à partir de la même liste de raies de la base de donnée VALD utilisée pour la détermination des paramètres stellaires (Section 3.2.1) que je "nettoie" de la même manière. Quant au profil LSD Null, il est calculé de la même manière que le profil LSD de Stokes V. La Figure 3.11 montre un exemple de ce que l'on peut obtenir pour V807 Tauri (Pouilly et al., 2021).

### 3.3.2 Mesure du champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface stellaire

Les signaux de Stokes I et V offrent un accès direct au champ magnétique de l'étoile à travers sa composante longitudinale. Dans le détail, la grandeur mesurable à partir de ces signaux est le champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface stellaire  $B_l$ . Elle est donnée par l'équation suivante (Donati et al., 1997; Wade et al., 2001) :

$$B_l = -2.14 \times 10^{11} \times \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g c \int (1 - I(v)) dv} \quad (3.29)$$



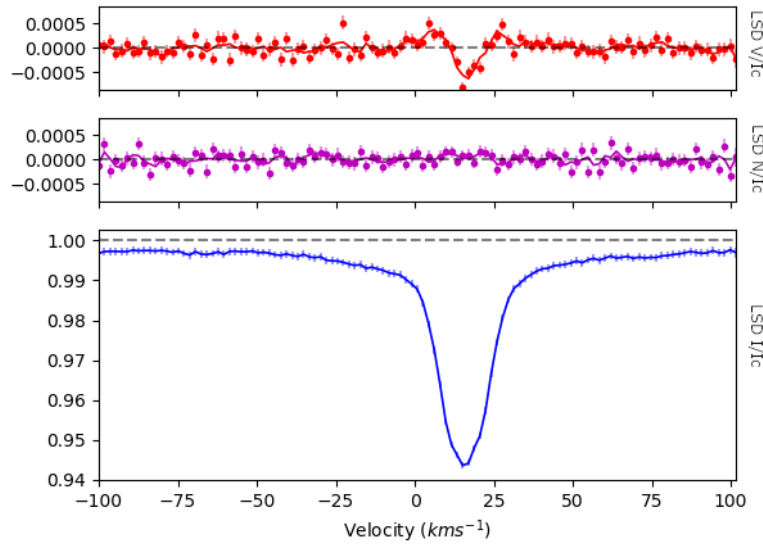


FIGURE 3.11 – Résultat de la procédure LSD pour V807 Tauri le 8 Novembre 2017. Le panneau du haut montre le signal LSD de Stokes V, celui du milieu le signal LSD Null et celui du bas le signal LSD Stokes I, le tout normalisé par l'intensité du continu  $I_c$ . Ces observations n'ont pas été corrigées de la vitesse radiale de l'étoile.

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde au repos,  $g$  est le facteur de Landé et  $c$  la vitesse de la lumière.

Comme évoqué dans la Section 2.1, lors de son utilisation avec les profils LSD, cela permet d'obtenir un idée de l'intensité du champ magnétique en place, ainsi que de sa modulation au niveau photosphérique. En revanche, on perd l'information à petite échelle spatiale qui nous informe sur les différentes composantes dipolaire, quadripolaire, octupolaire, etc.... De plus, la tache d'accrétion est sombre au niveau photosphérique, et des annulations entre des composantes de polarités différentes peuvent avoir lieu, de ce fait la valeur de  $B_l$  ainsi obtenue n'est pas la valeur réelle du champ magnétique au pôle de l'étoile. En utilisant la même analyse sur des raies traçant uniquement le choc d'accrétion telles que l'Helium I à 587 nm, on peut obtenir la valeur du champ magnétique longitudinal dans le choc d'accrétion, qui est plus représentative de la valeur au pôle que celle mesurées dans les raies photosphériques. Cependant, l'accès à la topologie exacte du champ magnétique reste bloqué par le fait que cette valeur regroupe celles de toutes les composantes au niveau de choc d'accrétion, une analyse plus poussée est donc nécessaire.

### 3.3.3 Zeeman-Doppler imaging

La technique d'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI), qui combine la spectropolarimétrie Zeeman avec l'imagerie Doppler (Vogt et al., 1987), à d'abord été proposée par Semel (1989). ZDI s'opère donc en deux parties, la reconstruction de la carte de brillance à partir des profils de Stokes I, puis la reconstruction de la topologie du champ magnétique à partir des profils de Stokes V. J'utiliserai ici une version Python du code, décrite par Folsom et al. (2018).

Concernant la carte de brillance, l'algorithme démarre d'une surface homogène à partir d'un profil de Voigt dont les paramètres sont à fixer par l'utilisateur. Pour les obtenir, j'ajuste un profil de Voigt sur les profils LSD de Stokes I d'une étoile de même type spectral

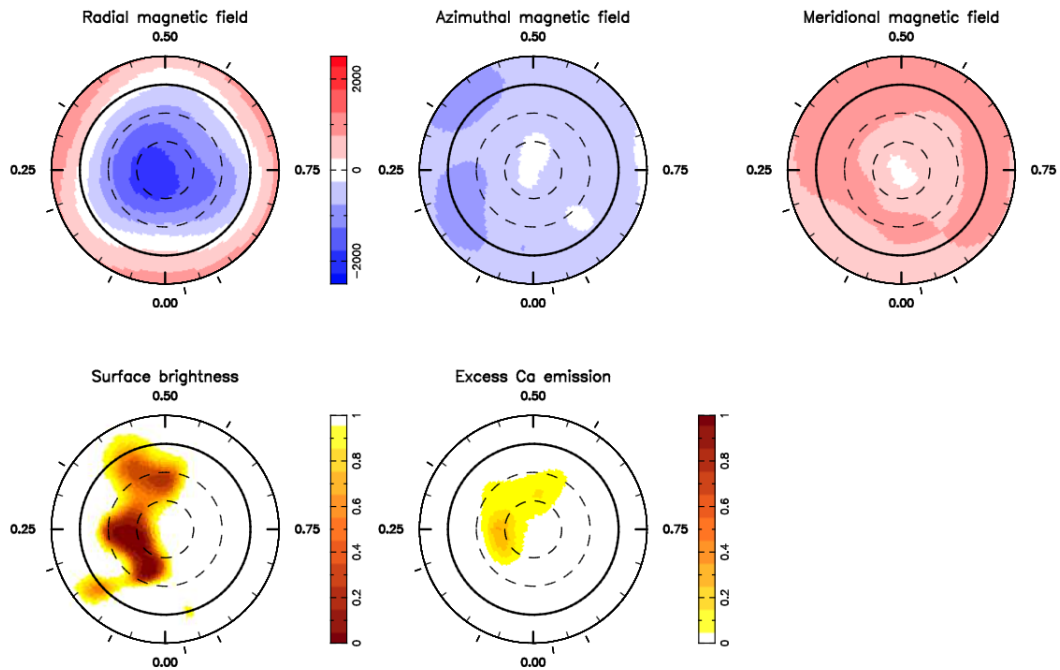


FIGURE 3.12 – Cartes produites par ZDI pour AA Tau par [Donati et al. \(2010\)](#) en projection polaire à partir des profils LSD et du traceur d'accrétion Ca II IRT. Les valeurs autour des cartes correspondent à la phase rotationnelle et les tirets sont les phases où l'étoile a été observée. Le cercle en gras représente l'équateur. *Haut* : Cartes de champs magnétiques radial (*gauche*), azimuthal (*milieu*) et méridional (*droite*). Les valeurs du code couleur sont données en Gauss (G). *Bas* : Carte de brillance photosphérique à partir des profils LSD de Stokes I (*gauche*), normalisée par la brillance moyenne de la surface, et carte d'excès d'émission du Ca II IRT (*droite*).

possédant une vitesse de rotation très basse et connue afin de ne pas être gêné par l'élargissement rotationnel. Une fois les paramètres de Voigt connus, le profil local est intégré sur la surface observée d'une étoile sphérique en rotation, au vsini de l'objet que j'étudie. Ensuite, de manière itérative, on ajoute des structures plus brillantes et plus sombres au profil intégré afin de l'ajuster sur les observations de profils LSD I pour produire la carte de brillance finale. On utilise comme indication de la qualité de l'ajustement une minimisation de  $\chi^2$  jusqu'à une valeur cible choisie par l'utilisateur puis en maximisant l'entropie. La convergence du code sur une solution est atteinte lorsque le critère de convergence de [Skilling & Bryan \(1984\)](#), qui évalue le non-parallélisme des gradients du  $\chi^2$  et de l'entropie, atteint une valeur définie par l'utilisateur. Il est donc nécessaire d'avoir accès de manière précise aux paramètres de l'étoile tels que la période, l'inclinaison, le vsini, la  $V_r$  ou encore la rotation différentielle entre les pôles et l'équateur, afin de modéliser au mieux les observations sur la totalité de la rotation de l'étoile. La Figure 3.12 montre le type de carte que l'on peut obtenir.

Il est en fait possible d'utiliser l'algorithme pour affiner de manière indépendante l'estimation de ces paramètres. Pour cela je réalise cette procédure en faisant varier les paramètres sur une grille en utilisant un  $\chi^2$  cible permettant d'atteindre la convergence pour toute la grille, et j'extrai ensuite la valeur optimale de ce paramètre selon l'entropie maximale. En revanche, cette solution ne permet pas d'obtenir d'incertitude sur la valeur déduite. Afin de l'estimer je pousse plus loin l'analyse en recalculant les cartes de brillance sur la même grille de paramètres, mais un utilisant cette fois une entropie cible à atteindre avant de minimiser le  $\chi^2$ . La valeur cible choisie sera donc l'entropie maximale atteinte lors du calcul précédent. Cela me permet d'obtenir une courbe de  $\chi^2$  menant

à la déduction de la valeur optimale avec son incertitude selon la statistique associée. Afin de prendre en compte les éventuelles dégénérescences entre certains paramètres, par exemple la période et la rotation différentielle, ce calcul sera réalisé sur des grilles 2D de ces paramètres.

La carte de brillance, et donc les modèles de profils LSD de Stokes I ainsi déduits, est ensuite utilisée pour modéliser les profils LSD de Stokes V. Cette modélisation est réalisée en supposant une étoile modèle sphérique et séparée en élément de surface d'aire approximativement égales. Ces éléments sont répartis sur des anneaux en latitude, et le nombre d'éléments par anneau varie selon le sinus de la co-latitude. Le profil local de Stokes V est modélisé en suivant l'approximation en champs faible ([Landi Degl'Innocenti & Landolfi, 2004](#)) :

$$V(v) = g_{eff} \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m_e c} B_{los} \frac{dI}{d\lambda} \quad (3.30)$$

avec  $g_{eff}$  le facteur de Landé,  $\lambda_0$  la longueur d'onde centrale (choisie pour le calcul des profils LSD),  $e$  la charge de l'électron,  $m_e$  sa masse et  $c$  la vitesse de la lumière.  $B_{los}$  est la composante du champ magnétique sur la ligne de visée, calculée à partir du vecteur magnétique  $\mathbf{B}(B_r, B_\theta, B_\phi)$ . On utilise ensuite la méthode de [Donati et al. \(2006\)](#), qui inverse un ensemble de signatures Zeeman afin de reconstruire la topologie du champ magnétique. Cette méthode décompose le champ magnétique selon ses composantes poloïdale et toroïdale exprimées en terme d'harmoniques sphériques en utilisant le formalisme de [Jardine et al. \(1999\)](#) décrivant les coordonnées du champs magnétique comme :

$$B_r(\theta, \phi) = - \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (3.31)$$

$$B_\theta(\theta, \phi) = - \sum_{l,m} (\beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) + \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi)) \quad (3.32)$$

$$B_\phi(\theta, \phi) = - \sum_{l,m} (\beta_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi) - \gamma_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi)) \quad (3.33)$$

avec  $\theta$  la co-latitude et  $\phi$  la longitude. Ici,  $l$  et  $m$  sont l'ordre et le degré de l'harmonique sphérique,  $\alpha_{l,m}$ ,  $\beta_{l,m}$ ,  $\gamma_{l,m}$  sont des coefficients complexes caractérisant, respectivement :

- la composante radiale de la fraction poloïdale du champ magnétique,
- la composante tangentielle de la fraction poloïdale du champ magnétique,
- la composante de la fraction toroïdale du champ magnétique.

Enfin  $Y_{l,m}$ ,  $Z_{l,m}$ , et  $X_{l,m}$  sont les modes des harmoniques sphériques décrits en fonction du polynôme de Legendre  $P_{l,m}(\theta)$  comme :

$$Y_{l,m}(\theta, \phi) = c_{l,m} P_{l,m}(\theta) e^{im\phi} \quad (3.34)$$

$$Z_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{\partial P_{l,m}(\theta)}{\partial \theta} e^{im\phi} \quad (3.35)$$

$$X_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{P_{l,m}(\theta)}{\sin \theta} i m e^{im\phi} \quad (3.36)$$

$$c_{l,m} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}}. \quad (3.37)$$

ZDI utilise une stratégie de problème inverse, c'est-à-dire reconstruire l'ensemble des coefficients complexes  $\alpha_{l,m}$ ,  $\beta_{l,m}$ ,  $\gamma_{l,m}$  à partir d'un ajustement automatique des profils LSD de Stokes V, et ce de manière itérative. Physiquement, l'ordre  $l$  est contraint par la

résolution des observations, plus précisément par le nombre d'éléments résolus à l'équateur qui dépend des vitesses élargissant les raies et de la résolution spectrale. Afin d'obtenir un bon échantillonnage, le double de ce nombre est nécessaire, et il est donc inutile d'effectuer un ajustement pour des ordres  $l$  supérieur. Ce nombre est important car il définit la complexité du champ magnétique ajusté,  $l \leq 1$  correspond à un dipôle,  $l \leq 2$  à un dipôle plus un quadripôle, etc... Rien ne sert donc d'ajuster un champ magnétique plus complexe que la résolution ne le permet. Des cartes de champ magnétique que l'on peut ainsi obtenir sont présentées en Figure 3.12.

Même si cette méthode permet d'obtenir de premières informations sur la topologie du champ magnétique, les valeurs déduites de son intensité restent sous-estimées de par l'utilisation des profils LSD. En effet, les profils LSD reflètent l'information au niveau de la photosphère, occultant celle dans le choc d'accrétion qui est sombre au niveau photosphérique. De plus les cartes de brillance obtenues ne permettent pas forcément de résoudre les taches chaudes si les déformations des profils LSD de Stokes I sont dominées par une tache froide. Afin de récupérer cette information, il faut modéliser simultanément les profils LSD avec un profil de raie traceur d'accrétion (Donati et al., 2010). Un exemple d'une carte d'excès de flux dans une telle raie est présenté en Figure 3.12. Malheureusement, la version Python que j'utilise ne permet pas cette modélisation simultanée sans des améliorations majeures de l'algorithme, je vais donc me concentrer sur la cartographie ZDI à partir des profils LSD seulement, en tenant compte des implications associées dans mes conclusions.

## 3.4 Conclusion

Malgré la nécessité d'utiliser les méthodes indirectes de photométrie et spectropolarimétrie, il est possible d'avoir une idée claire des processus en place au plus proche des interactions disque-étoile. Il faut pour cela mettre en forme les données de manière astucieuse afin de faire ressortir les processus qui nous intéressent de la masse d'informations que contiennent ces observations. Il faut également croiser les outils de la bonne manière afin d'identifier l'origine des signatures observables.

De nombreux outils existent et sont largement utilisés dans la littérature. Cependant, parmi les outils présentés dans ce chapitre, tous ne sont pas mis en regard, même si cela permet d'identifier avec précision les phénomènes en place. Cette sélection des méthodes utilisées a deux origines. La première est le fait que des études comme celles que j'ai réalisées dans le cadre de cette thèse sont inédites. Il est courant de rencontrer des études liant la photométrie à la spectroscopie, ou encore la spectroscopie à la spectropolarimétrie, mais rares sont celles qui s'intéressent aux trois simultanément. La deuxième origine provient de la diversité que l'on peut trouver dans le développement de ces méthodes. Elles ont été imaginées, puis développées et redéveloppées par une multitude de brillants esprits, ce qui est une force, mais utilisant des langages informatiques différents, demandant des fichiers d'entrée différents, ce qui est leur faiblesse. J'ai pu m'approprier ces outils en les développant à nouveau en utilisant Python3. J'ai également, pour la spectroscopie, mis en place un ensemble d'algorithmes interdépendants et semi-automatisés, regroupant tous les outils d'analyse et de visualisation. Pour la spectropolarimétrie, les méthodes LSD et ZDI étant des algorithmes beaucoup plus complexes, un redéveloppement complet me demanderait bien trop de temps. De plus, ils ont déjà été développés en Python3, je me suis donc restreint au développement d'outils de visualisation et de méthodes statistiques de  $\chi^2$  afin d'extraire les meilleurs paramètres.

Maintenant que j'ai pu exposer les phénomènes physiques centraux de cette thèse,

ainsi que les méthodes permettant de les caractériser, je vais pouvoir présenter leur utilisation concrète sur deux systèmes : HQ Tauri et V807 Tauri.

### 3.5 Références

- Alcalá, J. M., Manara, C. F., Natta, A., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 600, A20
- Alencar, S. H. P. & Batalha, C. 2002, *Astrophysical Journal*, 571, 378
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 337, 403
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *Astrophysical Journal*, 551, 1037
- Bouvier, J. & Bertout, C. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 211, 99
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *Astronomy & Astrophysics*, 272, 176
- Bouvier, J., Covino, E., Kovo, O., et al. 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 299, 89
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 245
- Cody, A. M. & Hillenbrand, L. A. 2018, *Astronomical Journal*, 156, 71
- Deeming, T. J. 1975, *Astrophysics and Space Science*, 36, 137
- Donati, J.-F. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 307, *Solar Polarization*, ed. J. Trujillo-Bueno & J. Sanchez Almeida, 41
- Donati, J. F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370, 629
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 658
- Donati, J. F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 1347
- D'Orazi, V., Biazzo, K., & Randich, S. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 526, A103
- Folsom, C. P., Bagnulo, S., Wade, G. A., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 2072
- Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 4956
- Folsom, C. P., Likuski, K., Wade, G. A., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431, 1513
- Gray, D. F. 1973, *Astrophysical Journal*, 184, 461
- Groth, E. J. 1975, *Astrophysical Journal*, Suppl., 29, 285
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C., & Calvet, N. 1998, *Astrophysical Journal*, 492, 323

- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 486, 951
- Hartmann, L. 1998, *Accretion Processes in Star Formation*
- James, D. J., Melo, C., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 446, 971
- Jardine, M., Barnes, J. R., Donati, J.-F., & Collier Cameron, A. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305, L35
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995, *Astrophysical Journal*, 449, 341
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 358, 671
- Landi Degl'Innocenti, E. & Landolfi, M. 2004, *Polarization in Spectral Lines*, Vol. 307
- Landstreet, J. D. 1988, *The Astrophysical Journal*, 326, 967
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, *Astronomical Journal*, 116, 455
- Oliveira, J. M., Foing, B. H., van Loon, J. T., & Unruh, Y. C. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 362, 615
- Padgett, D. L. 1996, *Astrophysical Journal*, 471, 847
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 642, A99
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, in press
- Rei, A. C. S., Petrov, P. P., & Gameiro, J. F. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 610, A40
- Roberts, D. H., Lehar, J., & Dreher, J. W. 1987, *Astronomical Journal*, 93, 968
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, *Phys. Scr.*, 90, 054005
- Santos, N. C., Melo, C., James, D. J., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 480, 889
- Scargle, J. D. 1982, *Astrophysical Journal*, 263, 835
- Semel, M. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 225, 456
- Skilling, J. & Bryan, R. K. 1984, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 211, 111
- Taguchi, Y., Itoh, Y., & Mukai, T. 2009, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 61, 251
- Tonry, J. & Davis, M. 1979, *Astronomical Journal*, 84, 1511
- Torres, C. A. O. & Ferraz Mello, S. 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 27, 231
- Venuti, L., Bouvier, J., Irwin, J., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 581, A66
- Vogt, S. S. 1981, *Astrophysical Journal*, 250, 327

Vogt, S. S. & Penrod, G. D. 1983, PASP, 95, 565

Vogt, S. S., Penrod, G. D., & Hatzes, A. P. 1987, Astrophysical Journal, 321, 496

Wade, G. A., Bagnulo, S., Kochukhov, O., et al. 2001, Astronomy & Astrophysics, 374, 265

# Chapitre 4

## Les cas de HQ Tauri et V807 Tauri

*« [...] we should keep in mind that the elusiveness of T Tauri stars, while it attracts and challenges, also teaches humility. »*

---

Claude Bertout - *T Tauri stars : wild as dust* (1989)

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation des objets</b>	<b>60</b>
<b>4.2</b>	<b>Principaux résultats des études</b>	<b>63</b>
4.2.1	HQ Tauri	63
4.2.2	V807 Tauri	74
<b>4.3</b>	<b>Principales conclusions</b>	<b>88</b>
4.3.1	HQ Tauri	88
4.3.2	V807 Tauri	92
<b>4.4</b>	<b>Papiers publiés</b>	<b>95</b>
<b>4.5</b>	<b>Références</b>	<b>128</b>

---



A partir de la description du phénomène central de mes travaux (Chapitre 2), ainsi que des méthodes que j’ai développées et utilisées pour l’analyser (Chapitre 3), je vais pouvoir détailler les études que j’ai menées durant cette thèse. Les deux objets que j’ai étudiés font partie d’une même campagne d’observation par ESPaDOnS en 2017, réalisée dans le but d’exploiter une proximité des observations avec la photométrie du satellite Kepler-K2. Le premier est HQ Tauri, une CTTS de masse intermédiaire (IMTTS), et le second V807 Tauri, une CTTS montrant une courbe de lumière de dipper. Ces deux systèmes ont chacun fait l’objet d’un article publié dans *Astronomy & Astrophysics*, que vous retrouverez dans la Section 4.4

## 4.1 Présentation des objets

Commençons par HQ Tauri. Il s’agit d’une étoile accrétante localisée dans la région du Taureau, à 159 pc selon les mesures de Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018). Sa masse,  $1.9 M_{\odot}$ , en fait un objet catégorisé comme IMTTS, avec un type spectral évalué entre K0 et K2 (Herczeg & Hillenbrand, 2014; Nguyen et al., 2012). La modulation bien définie de sa courbe de lumière, sans dips, sur une période de 2.4546 jours ainsi que sa magnitude en bande V modérée de 12.5 (Norton et al., 2007) ont menées à choisir cet objet, en apparence simple à étudier, pour commencer mes travaux de thèse et mettre en place tous les outils nécessaires. Il est néanmoins important d’avoir connaissance des travaux de Rodriguez et al. (2017) qui ont mis en évidence, à partir d’une courbe de lumière KELT de 9 ans, de gros épisodes de diminution du flux lumineux, d’environ 1.5 mag, non périodiques et durant entre quelques semaines et quelques mois. Cette courbe de lumière est présentée en Figure 4.1.

Du côté spectroscopie, HQ Tauri est considérée comme un rotateur rapide, avec un vsini mesuré de  $48 \text{ km.s}^{-1}$  par Nguyen et al. (2012). Ces auteurs ont également mesuré une vitesse radiale de  $16.65 \text{ km.s}^{-1}$ , cohérente avec la vitesse médiane de la région du Taureau, ainsi qu’une largeur à 10% de la raie H $\alpha$  de  $445 \text{ km.s}^{-1}$ , indiquant que cette étoile accrète bien de la matière de son disque. Un taux d’accrétion de masse de cette étoile de  $2 \times 10^{-9} M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$  a été mesuré par Simon et al. (2016) à partir de la largeur équivalente de cette raie.

Je dispose également d’informations sur le disque de ce système grâce aux travaux de Long et al. (2019) utilisant des observations ALMA. Ce disque s’étend sur 25 UA avec

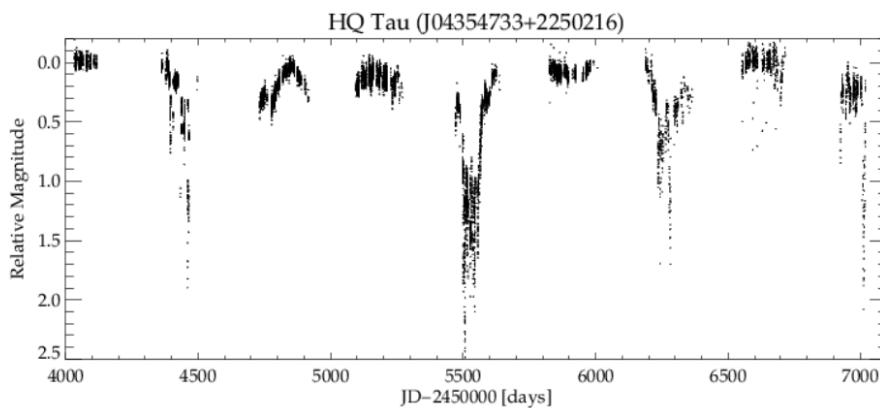


FIGURE 4.1 – Courbe de lumière KELT de HQ Tau. On observe les épisodes de fortes diminutions du flux localisées à J.D. 2454400, J.D. 2 455 500, J.D. 2 456 300 et J.D. 2 457 000. Crédits : Rodriguez et al. (2017).

une inclinaison de  $53.8^\circ$ . Cette étude révèle également une diminution de la quantité de poussières vers les régions internes, pouvant être révélatrices de cavités non résolues dans le disque interne.

Les données à notre disposition pour cet objet sont les suivantes : des observations photométriques acquises par le satellite Kepler-K2, le Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) et une campagne ASAS-SN, ainsi qu'un suivi spectropolarimétrique réalisé par ESPaDOnS au CFHT. Les données K2 ont été obtenues durant la Campagne 13 qui est composée de 80 jours d'observations entre le 8 Mars et le 23 Mai 2017. Le filtre utilisé s'étend de 420 nm à 900 nm et la cadence des observations est de 30 minutes. Ces données ont ensuite été réduites par A.-M. Cody (Cody & Hillenbrand, 2018). Les observations CrAO sont elles réalisées dans les filtres Johnson V, R<sub>J</sub> et I<sub>J</sub> durant la période s'étendant du 22 Décembre 2016 au 15 Février 2018. Enfin, les données ESPaDOnS sont constituées de 14 observations acquises entre le 28 Octobre et le 9 Novembre 2017, sur la gamme de longueurs d'onde du visible avec une résolution de 68 000. Le S/N ainsi atteint se situe entre 120 et 200 à 731 nm. Chaque observation est constituée de 4 spectres individuels dans des états de polarisation différents et réduits en utilisant le logiciel LIBRE-ESPRIT (Donati et al., 1997) afin d'extraire l'intensité non polarisée, Stokes I, et celle polarisée circulairement, Stokes V. J'ai ensuite normalisé ces spectres en utilisant un algorithme semi-automatique d'ajustement polynomial (voir Folsom et al., 2016, pour plus de détails).

Venons-en maintenant à V807 Tauri. Il s'agit d'un système multiple dont la primaire, une CTTS de type spectral K7, sera l'objet de mon intérêt. Le demi grand axe du système est estimé à 34 UA, et le compagnon est lui-même un système binaire constitué de 2 étoiles T Tauri à faible raies (weak-lined T Tauri star - WTTS) de type spectral M avec un demi grand axe de 4.4 UA. Ces deux compagnons n'influencent pas le spectre de la primaire pour nos observations, je ne vais donc pas les considérer dans mon étude. V807 Tau fait également partie de la région de formation stellaire du Taureau, elle est localisée à 113 pc (Gaia Collaboration, 2018). C'est une CTTS de faible masse ( $0.7 M_\odot$ ), qui ressemble aux TTSs fréquemment étudiées, à la différence des IMTTS comme HQ Tau. Elle possède une vitesse radiale de  $15.79 \text{ km.s}^{-1}$  et un vsini de  $15 \text{ km.s}^{-1}$  selon les travaux de Schaefer et al. (2012). La propriété qui a suscité la sélection de cette étoile pour cette étude est le comportement de dipper de sa courbe de lumière mis en évidence par Rodriguez et al. (2017). Ces dips très stables sur la courbe de lumière K2 ont permis à Rebull et al. (2020) de déterminer une période photométrique de 4.3784 jours, offrant une excellente contrainte sur l'occultation de l'étoile par la poussière au rayon de magnétosphérique. Cela me permet de me servir de ces dips comme un composante additionnelle à l'étude de l'accrétion magnétosphérique en place sur cette étoile.

Les observations que je vais utiliser sont similaires à celles de HQ Tau. La courbe de lumière K2 est issue de la même campagne, et le suivi spectropolarimétrique par ESPaDOnS également. Ce dernier est composé de 11 observations avec un S/N allant de 140 à 190 à 731nm, acquises entre le 28 Octobre et le 9 Novembre 2017, réduites et normalisées de la même manière. Ici encore j'ai à ma disposition des observations photométriques multi-couleur CrAO, où V807 Tau a été observée du 12 Octobre 2017 au 16 Mars 2018.

Les journaux d'observations ESPaDOnS pour HQ Tauri et V807 Tauri sont présentés dans la Table 4.1.

Date (2017)	HJD (2,450,000+)	S/N	S/N <sub>LSD</sub>	$\phi_{rot}$
HQ Tauri				
28 Oct	8054.93481	165	687	0.349
29 Oct	8055.92519	180	776	0.757
30 Oct	8056.97501	156	656	1.190
31 Oct	8057.91808	121	482	1.579
01 Nov	8058.99693	170	655	2.024
02 Nov	8060.01605	180	784	2.445
03 Nov	8060.98848	191	842	2.846
04 Nov	8061.91652	204	923	3.229
05 Nov	8063.04627	169	724	3.695
07 Nov	8064.96108	192	835	4.485
08 Nov	8065.92044	140	432	4.881
08 Nov	8065.96526	153	609	4.899
08 Nov	8066.08352	180	761	4.948
09 Nov	8066.88036	174	712	5.277
V807 Tauri				
28 Oct	8054.90048	159	7059	0.732
29 Oct	8055.89091	178	7900	0.957
30 Oct	8057.00939	147	6417	1.213
31 Oct	8057.99515	138	5805	1.438
01 Nov	8059.05448	161	7272	1.679
03 Nov	8060.95421	182	8303	2.112
04 Nov	8061.95085	191	8796	2.339
05 Nov	8063.08059	163	7169	2.597
07 Nov	8064.99530	177	7982	3.034
08 Nov	8065.99958	162	7257	3.263
09 Nov	8066.91484	174	7658	3.471

TABLEAU 4.1 – Journal des observations spectropolarimétriques ESPaDOnS de HQ Tauri (*haut*) et V807 Tauri (*bas*). Les colonnes correspondent respectivement à la date d’observation, la date Julienne héliocentrique, au S/N par élément de résolution spectrales à 731 nm, le S/N effectif des profils LSD de Stokes V et la phase rotationnelle de chaque observation.

## 4.2 Principaux résultats des études

Je vais maintenant décrire les principaux résultats obtenus pour ces deux objets. L'objectif est de présenter les résultats ayant mené aux discussions et conclusions présentées dans la Section 4.3. J'invite le lecteur, s'il le souhaite, à se référer aux publications correspondantes à chaque objet (voir Section 4.4) afin d'obtenir toutes les informations annexes qu'il n'aurait pas trouvées dans cette section. Le but est de rechercher les signatures pouvant correspondre à de l'accrétion magnétosphérique décrites au Chapitre 2, grâce aux outils décrits dans le Chapitre 3. Je commencerai par décrire les résultats obtenus pour HQ Tauri, avant d'aborder ceux de V807 Tauri.

### 4.2.1 HQ Tauri

La courbe de lumière K2, présentée en Figure 4.2, montre une modulation relativement stable en période et en amplitude, ce qui a d'ailleurs mené au choix de cette cible pour cette première étude. J'ai calculé un périodogramme de Lomb-Scargle sur cette courbe de lumière qui montre un pic clair avec une FAP inférieure à  $10^{-4}$ . Un ajustement Gaussien sur ce pic me permet de déduire une période  $P = 2.424 \pm 0.028$  jours, cohérente avec celle trouvée par [Rebull et al. \(2020\)](#) mais avec une incertitude moins bonne que la leur. Cependant, en repliant la courbe en phase, on remarque très clairement que la cohérence en phase entre les différents minima est perdue si la période change ne serait-ce que de 0.002 jours. J'utiliserai donc cette estimation empirique comme incertitude. J'attribue cette modulation, sinusoïdale et stable en amplitude, à une tache froide à la surface stellaire ([Herbst et al., 1994](#)), indiquant que la période trouvée est la période de rotation de l'étoile. J'utiliserai donc l'éphéméride suivante :

$$\text{HJD}(d) = 2457823.81 + 2.424E, \quad (4.1)$$

avec  $E$  la phase rotationnelle du système. L'origine de temps  $t_0 = 2\,457\,823.81$  est définie de façon arbitraire de manière à ce que les minima se trouvent à la phase  $\varphi = 0.5$ .

La courbe de lumière complète, incluant les données K2, CrAO, ASAS-SN et AAVSO, à ma disposition s'étend de Décembre 2016 à Mars 2018 et est présentée en Figure 4.3. Cette courbe semble indiquer une variation à plus long terme additionnée à la modulation par la tache, ainsi qu'un épisode de forte diminution du flux lumineux autour de J.D. 2 458 025. Ce minimum n'a été mesuré que par une valeur du jeu de données CrAO, mais il est confirmé par les mesures ASAS-SN tout le long de cet épisode. La photométrie multi-couleur permet d'étudier les variations de couleur en fonction du flux dans le filtre V. On remarque ainsi sur les diagrammes V v.s. (V-R)<sub>J</sub> et V v.s. (V-I)<sub>J</sub> (voir Figure 4.4) que HQ Tauri devient plus rouge quand son flux visible diminue. La pente de la variation à petite échelle correspond à celle induite par une tache ([Herbst et al., 1994](#); [Venuti et al., 2015](#)), cependant, avec le point enregistré à JD 2 458 025.6, la pente coïncide avec une extinction induite par des grains du milieu interstellaire. Cela suggère que cette forte diminution du flux lumineux est causée par de la poussière circumstellaire passant sur la ligne de visée. Les données ESPaDOnS de cette étude semblent se trouver juste après cet épisode, dans la partie modulée par la tache, il ne devrait donc pas influencer sur les spectres obtenus.

Avec la méthode décrite dans la Section 3.2.1, j'ai déterminé pour HQ Tauri la  $T_{eff}$ , le  $v_{\text{sin}i}$ , la  $V_{mic}$  et la  $V_r$  en utilisant 11 fenêtres de longueurs d'onde allant de 422 à 754 nm et avec une largeur de 4 à 10 nm. Le veiling obtenu avec la méthode de la Section 3.2.2, pris en compte dans cet ajustement, varie entre 0.15 et 0.20, mais avec des incertitudes

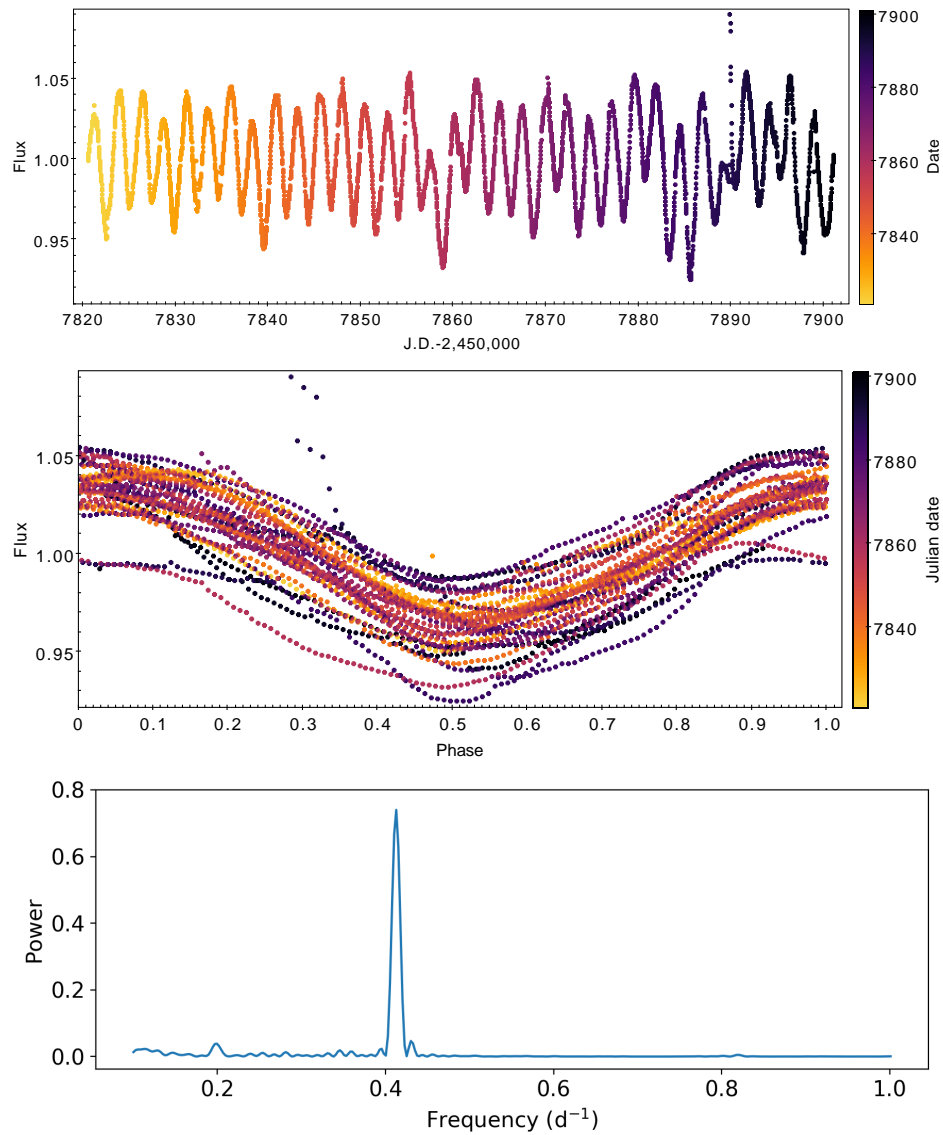


FIGURE 4.2 – *Haut* : courbe de lumière K2 de HQ Tauri. Le pic à J.D. 2 457 890.0 est probablement un artefact instrumental. *Milieu* : courbe de lumière K2 de HQ Tauri repliée en phase en suivant l'Équation 4.1. *Bas* : périodogramme de Lomb-Scargle obtenu pour la courbe de lumière K2 de HQ Tauri.

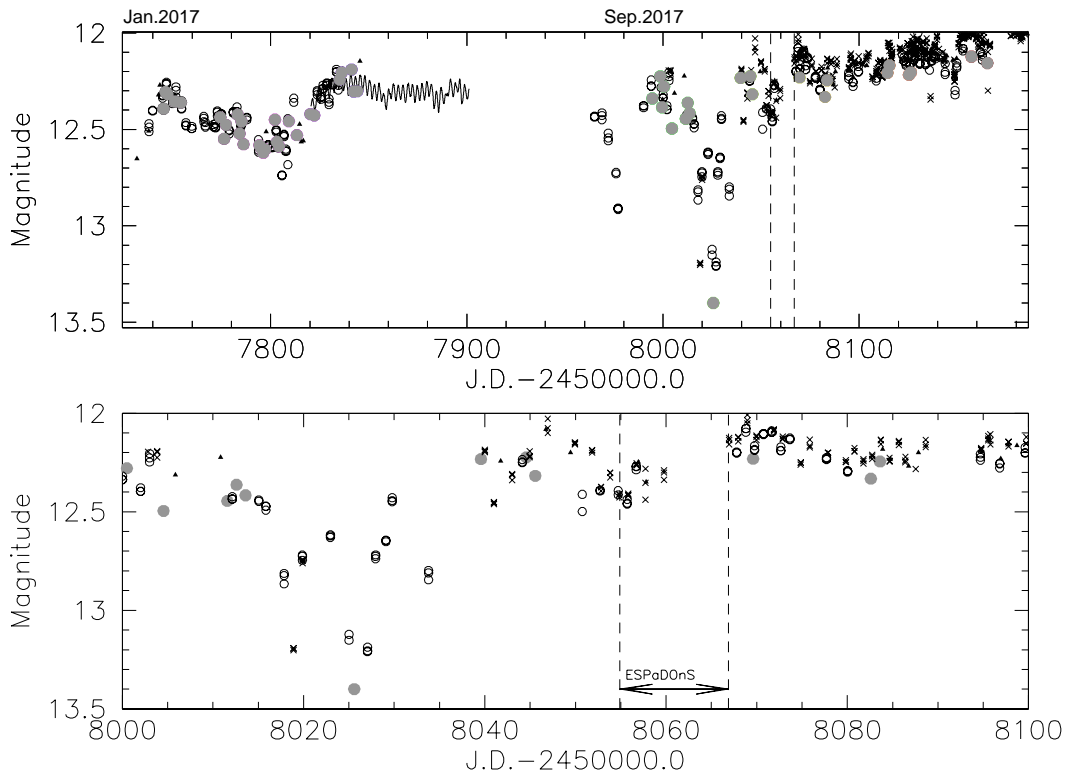


FIGURE 4.3 – Courbe de lumière de HQ Tauri dans le filtre V. Les cercles pleins représentent les mesures CrAO, la ligne continue est la courbe de lumière K2, les triangles pleins correspondent aux mesures AAVSO et les croix et cercle vides sont les mesures ASAS-SN dans le filtre g (remis à l'échelle) et V, respectivement. Le panneau du haut montre la courbe de lumière complète, celui du bas est un zoom autour des observations ESPaDOnS.

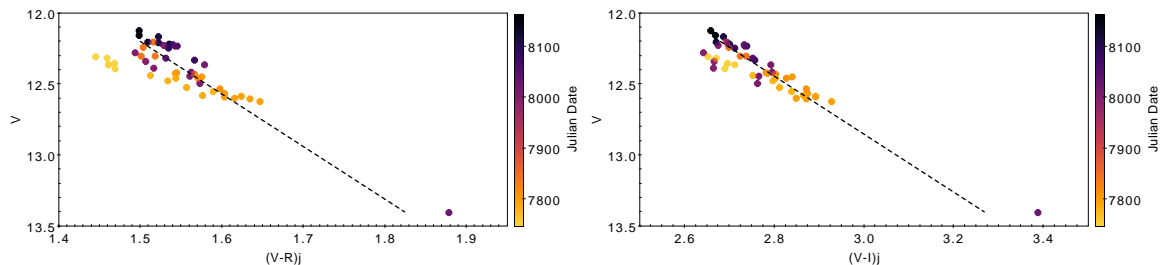


FIGURE 4.4 – Diagramme couleur magnitude obtenu à partir des données CrAO. *Gauche* : V v.s.  $(V-R)_J$ . *Droite* : V v.s.  $(V-I)_J$ . La ligne pointillée est la droite attendue pour une extinction par des grains du milieu interstellaire. Le code couleur correspond à la date Julianne et permet de distinguer les deux époques d'observation : les points clairs pour la première, et les points sombres pour la seconde.

du même ordre, empêchant l'analyse de toute variabilité. J'ai ensuite moyenné toutes les valeurs obtenues et exclu les fenêtres donnant des valeurs à plus de  $1\sigma$  de la moyenne, soit 3 ou 4 fenêtres selon les grandeurs considérées. La moyenne et l'écart type des fenêtres restantes donnent ainsi  $T_{eff} = 4997 \pm 160$  K,  $vsini = 53.9 \pm 0.9$  km.s<sup>-1</sup>,  $V_r = 6.64 \pm 0.71$  km.s<sup>-1</sup> et  $V_{mic} = 1.4 \pm 0.2$  km.s<sup>-1</sup>. J'ai ensuite estimé la luminosité  $L_\star = 3.91 \pm 0.65 L_\odot$  et le rayon  $R_\star = 2.64 \pm 0.31 R_\odot$ . Pour cela j'ai utilisé la magnitude 2MASS dans le filtre J de  $8.665 \pm 0.024$  (Skrutskie et al., 2006) et la parallax Gaia DR2,  $\pi = 6.304 \pm 0.213$  mas (Gaia Collaboration, 2018). Avec l'excès de couleur (V-J) et les couleurs intrinsèques de Pecaut & Mamajek (2013), j'ai estimé les extinctions  $A_V = 2.6 \pm 0.1$  mag et  $A_J = 0.73 \pm 0.03$  mag, cohérentes avec celles de Herczeg & Hillenbrand (2014). J'ai également utilisé les corrections bolométriques de Pecaut & Mamajek (2013).

Cette luminosité m'a permis de placer HQ Tauri dans un HRD et d'ajuster sa position avec des grilles de modèles d'évolution stellaire CESTAM (Marques et al., 2013; Villebrun et al., 2019) afin de déterminer sa masse, son âge et sa structure interne. J'obtiens ainsi  $M_\star = 1.87^{+0.35}_{-0.55} M_\odot$ ,  $A \sim 2$  Myr,  $M_{rad}/M_\star = 0.55^{+0.35}_{-0.55}$  et  $R_{rad}/R_\star = 0.51^{+0.14}_{-0.51}$ .  $M_{rad}$  et  $R_{rad}$  sont, respectivement, la masse et le rayon du cœur radiatif. HQ Tauri semble ainsi partiellement radiative, confirmant avec les autres paramètres, son statut d'étoile plus évoluée classée IMTTS. Enfin, grâce au vsini, au rayon et à la période de rotation K2, j'ai pu estimer l'inclinaison du système  $i = 75^{+15}_{-17}$  degrés.

Je vais à présent utiliser la spectroscopie avec pour but d'extraire les signatures d'accrétion magnétosphérique. La courbe de lumière K2 semble modulée par une tache froide, si tel est le cas, la vitesse radiale devrait être également modulée sur la période de rotation de l'étoile (Vogt & Penrod, 1983). Je vais me servir de la méthode de cross-corrélation décrite dans la Section 3.2.3, avec comme modèle photosphérique Melotte25-151, qui est une étoile de type spectral K2 appartenant à l'amas des Hyades. Elle possède une faible vitesse de rotation ( $vsini = 4.8$  km.s<sup>-1</sup>), une vitesse radiale de  $37.98$  km.s<sup>-1</sup>, ainsi qu'une  $T_{eff} = 4920$  K (Folsom et al., 2018). Son spectre a été réduit et normalisé de la même manière que les spectres de HQ Tauri. J'ai calculé des CCFs sur les 5 fenêtres suivantes : 542–547, 558–563, 585–587, 608–613 et 639–649 nm. J'ai ensuite ajusté une Gaussienne sur chaque CCF en utilisant un LMA permettant d'obtenir les valeurs de  $V_r$  et leurs incertitudes présentées sur la courbe en Figure 4.5. Cette courbe semble modulée de façon sinusoïdale, sur une période de  $2.48 \pm 0.16$  jours, ce qui est cohérent avec la période photométrique K2. En suivant l'influence de la tache sur la vitesse radiale (voir Vogt & Penrod, 1983), je peux déduire que la tache fait face à l'observateur lorsque la vitesse radiale atteint sa valeur moyenne, entre le maximum et le minimum de sa modulation. Dans le cas de HQ Tauri, ce moment est atteint à la phase 0.6, ce qui est cohérent avec le minimum photométrique de la courbe ASAS-SN, simultanée avec les observations ESPaDOnS. L'amplitude de la modulation, de l'ordre du dixième du vsini de l'étoile, laisse suggérer une modulation par une tache froide de grande taille à haute latitude.

Jusqu'à présent, j'ai donc récolté uniquement des informations sur les taches froides à la surface de l'étoile, mais aucune signature directe de l'accrétion magnétosphérique. Je vais donc aller plus en profondeur dans l'analyse spectrale, en commençant par l'analyse individuelle des raies d'émission présentes dans le spectre de HQ Tauri. Les plus marquées sont les raies H $\alpha$  (656.3 nm), H $\beta$  (486.1 nm) et le Ca II IRT (849.2, 854.2 et 866.2 nm). Les 3 composantes du Ca II IRT sont similaires en forme mais celle à 849.8 nm montre une variabilité bien inférieure à celle des deux autres, et la composante à 866.2 nm pourrait être affectée par l'une des raies de la série de Paschen. Je ne présenterai donc que les résultats pour la composante à 854.2 nm. Je travaillerai également sur les profils résiduels

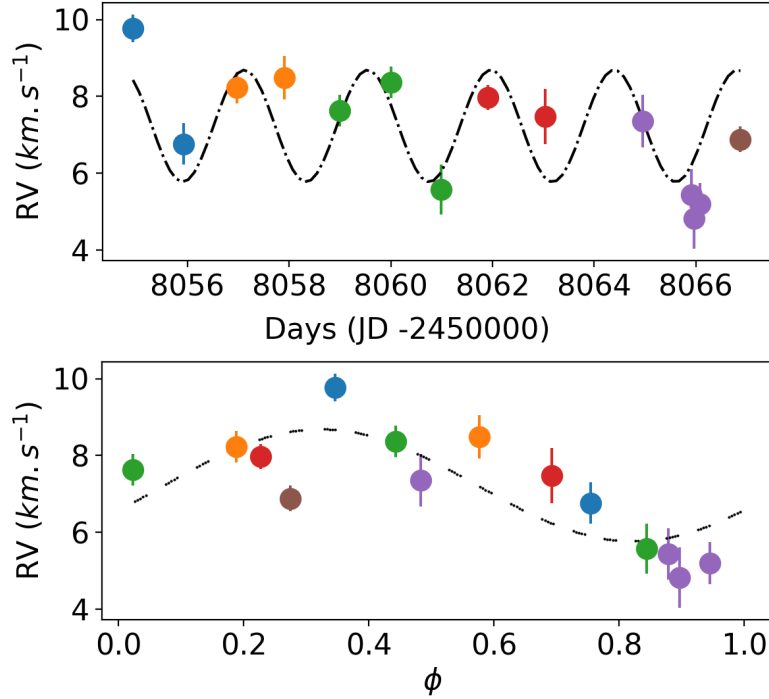


FIGURE 4.5 – Vitesse radiale de HQ Tauri en fonction de la date Julienne (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*). La courbe noire correspond au meilleur ajustement par une sinusoïde. Chaque couleur représente un cycle de rotation.

de ces raies, c'est à dire corrigés de la composante photosphérique. Pour se faire, je vais soustraire le spectre du modèle photosphérique, Melotte25-151, élargi à la vitesse de rotation de HQ Tauri. J'ai regroupé dans la Figure 4.6 l'ensemble des profils résiduels de la campagne d'observation ainsi que les périodogrammes de ces 3 raies.

On constate que les 3 raies montrent une forte variabilité, en particulier de l'aile rouge. Pour H $\alpha$  et H $\beta$ , le flux dans l'aile rouge passe même parfois en deçà du continu, ce qui correspond à des profils P Cygni inverse (IPC). En effet, on remarque sur les périodogrammes à 2 dimensions (P2D) que la totalité de l'aile rouge, même jusqu'au centre des 3 raies, varie de manière périodique, sur une période de  $\sim 2.5$  jours, cohérente avec la période de rotation de l'étoile. Le pic du P2D à  $f \approx 0.6 \text{ j}^{-1}$  est un alias du pic réel à  $0.4 \text{ j}^{-1}$  produit par l'échantillonnage des observations. La FAP trahit cet alias avec une valeur de  $10^{-1}$  contre  $10^{-4}$  pour le pic réel. En observant les raies une à une ordonnées en phase de la Figure 4.7, on peut apprécier cette périodicité des profils IPC, apparaissant sur 5 cycles de rotation successifs, entre les phases 0.69 et 0.02.

Les matrices d'auto-corrélation (Figure 4.8) des 3 raies montrent toutes une forte corrélation de la région allant du centre de la raie jusqu'à  $+300 \text{ km.s}^{-1}$ , indiquant que la colonne d'accrétion responsable du profil IPC est le seul processus dominant la variation de cette partie de ces raies. De plus, pour H $\alpha$  et le Ca II IRT, on observe une anti-corrélation de l'aile rouge avec une région bleue allant de  $-130$  à  $-220 \text{ km.s}^{-1}$ , qui pourrait être une signature d'un vent induit par l'accrétion (Johns & Basri, 1995). On remarque également dans ces raies une légère corrélation dans l'aile bleue à plus basse vitesse que la précédente, mais aucune corrélation avec l'aile rouge, indiquant une variabilité induite par un processus qui n'est pas relié à l'accrétion comme d'autres types de vents.

J'ai déterminé à partir de ces 3 raies un taux d'accrétion de masse moyen  $\dot{M}_{\text{acc}} = 1.26 \pm 0.35 \times 10^{-9} M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$  selon la méthode décrite dans la Section 3.2.6. Comme les profils IPC



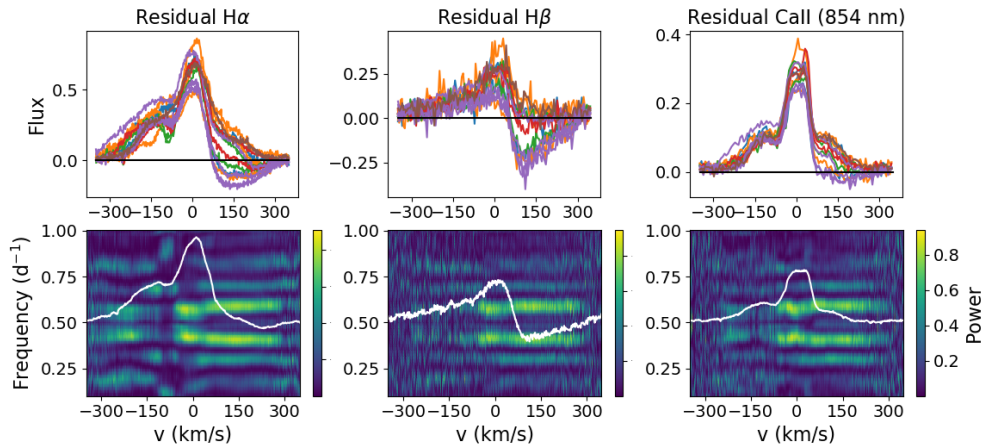


FIGURE 4.6 – *Haut* : profils résiduels des raies H $\alpha$  (*gauche*), H $\beta$  (*milieu*) et Ca II IRT (*droite*). Les couleurs représentent chacune un cycle de rotation et sont cohérentes avec la Figure 4.5. *Bas* : P2D correspondants à chaque raie, la couleur représente la puissance du périodogramme, le maximum en jaune et le minimum en bleu foncé. La période de rotation correspond à la zone jaune à  $f \sim 0.4 \text{ j}^{-1}$ . Celle à  $f \sim 0.6 \text{ j}^{-1}$  est l'alias à 1 jour du périodogramme. Le profil blanc superposé est le profil moyen de la raie.

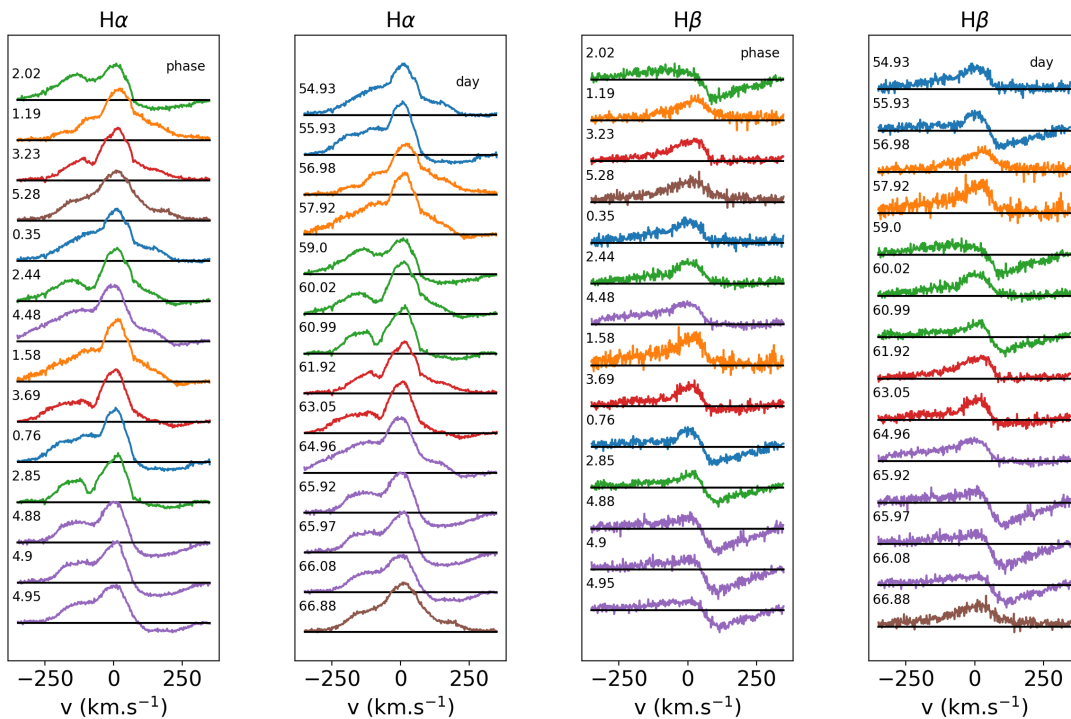


FIGURE 4.7 – Profil résiduels H $\alpha$  (2 colonnes de gauche) et H $\beta$  (2 colonnes de droite) ordonnés selon les phases de rotation et les jours d'observation.

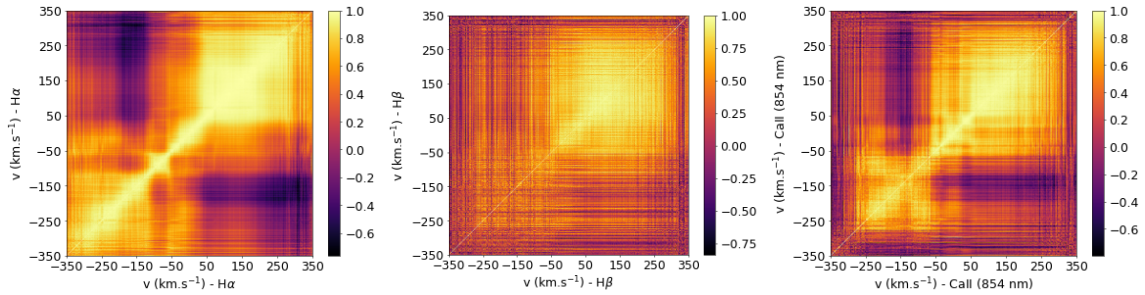


FIGURE 4.8 – Matrices d’auto-corrélation des raies H $\alpha$  (*gauche*), H $\beta$  (*milieu*) et Ca II IRT (*droite*). La couleur jaune indique une forte corrélation, le violet une forte anti-corrélation et le orange indique l’absence de corrélation.

affectent grandement le calcul de la largeur équivalente, j’ai exclu les valeurs des profils correspondants pour le calcul du taux d’accrétion de masse moyen. Cependant, la largeur équivalente de H $\alpha$  reste faible et pourrait être influencée par une composante chromosphérique non négligeable. J’ai donc rassemblé des largeurs équivalentes de WTTSS avec un type spectral, un vsini, et une période de rotation similaire à HQ Tauri parmi la liste établie par [James et al. \(2006\)](#). Cela m’a permis de déterminer une largeur équivalente typique de ces WTTSS, attribuée à la contribution chromosphérique, que j’ai pu soustraire à la largeur équivalente de H $\alpha$  pour HQ Tauri. Le taux d’accrétion de masse moyen ainsi atteint s’élève alors à  $1.16 \pm 0.35 \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ .

Les signatures d’éjection semblent bien présentes dans les raies d’émission, j’ai décidé de m’intéresser à une raie en absorption sensible aux vents : le doublet de Na I à 589.0 et 589.6 nm ([Mundt, 1984](#)). Les deux composantes de ce doublet sont similaires en forme et en variabilité, pour une question pratique, je me focaliserai donc sur la composante à 589.0 nm (Na I D2), dont le profil est présenté en Figure 4.9, car sa jumelle à 589.6 nm est plus proche du bord de l’ordre du spectre, induisant généralement un bruit plus important. Cette raie montre une variabilité importante, et semble composée de 2 absorptions centrales. La première, autour de  $+10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , est très stable. Elle a été relevée par [Pascucci et al. \(2015\)](#) qui l’ont attribué à une absorption par le milieu interstellaire locale. En revanche, les alentours de cette raie (environ  $\pm 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ) montrent une certaine variabilité, indiquant que le système stellaire induit une absorption variable qui lui est propre. La deuxième composante (à  $-20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ), a également été notifiée par les mêmes auteurs, mais ne sera pas discutée dans mes travaux. Cependant, cette composante n’est pas présente sur le spectre de CI Tauri, qui se trouve très proche de HQ Tauri, alors que la composante rouge est bien présente. Cela exclut l’hypothèse d’une absorption par le nuage interstellaire, mais sa faible largeur et sa stabilité suggère qu’elle n’est pas reliée aux variables internes du système. Elle pourrait être la signature d’un ventre stellaire froid à grande échelle ([Mundt, 1984](#)).

La variabilité de la raie Na I D2 peut être séparée en deux parties, sur l’aile bleu et l’aile rouge. La variation de l’aile rouge, de  $+40$  à  $+150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , est là encore dominée par le passage de la colonne d’accrétion, comme en témoigne sa périodicité cohérente avec la rotation de l’étoile révélée par le P2D (Figure 4.9). Cela est confirmé par les apparitions de ces absorptions sur les profils successifs ordonnés selon la phase de rotation, là encore entre les phase 0.69 et 0.02. La partie intéressante de cette raie est la variabilité non périodique de l’aile bleue. En effet, des absorptions apparaissent sur la moitié des observations, à des vitesses allant de  $-120$  à  $-30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . En étudiant les profils successifs ordonnés selon les jours d’observation de la Figure 4.10, on remarque la présence d’absorption à haute

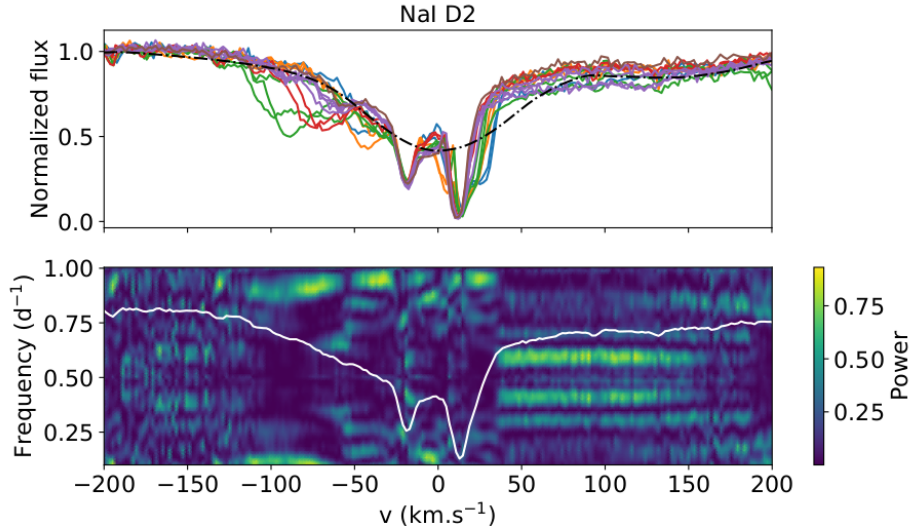


FIGURE 4.9 – *Haut* : profils superposés de la raie Na I D2. Le profil pointillé noir correspond au profil photosphérique synthétique ZEEMAN, produit avec les paramètres connus de HQ Tauri. *Bas* : P2D de la raie Na I D2. Les couleurs sont les mêmes que pour les figures précédentes.

vitesse de J.D. 2 458 060 à J.D. 2 458 066 allant de  $-120$  à  $-50 \text{ km.s}^{-1}$ , avec un décalage progressif en vitesse avec le temps. La seconde absorption, à plus basse vitesse ( $\sim -40 \text{ km.s}^{-1}$ ) apparaît quant à elle sur deux autres observations, à J.D. 2 458 056 et J.D. 2 458 057. Ces composantes semblent être des signatures ponctuelles observables durant des cycles de rotation spécifiques, comme en témoigne l'absence de cohérence de leur apparition sur les profils ordonnés selon les phases de rotation. Elles sont probablement liées à des éjections épisodiques de matière.

Je vais maintenant analyser les signatures spectropolarimétriques du spectre de HQ Tauri. Le but est non seulement de déterminer les caractéristiques de son champ magnétique, telles que son intensité ou sa topologie, mais également de les mettre en relation avec les signatures photométriques et spectroscopiques relevées jusqu'ici. J'ai tout d'abord réalisé le calcul des profils LSD, selon la méthode décrite dans la Section 3.3.1. J'ai choisi les mêmes paramètres d'entrée que Donati et al. (2010), c'est à dire une longueur d'onde moyenne de 640 nm, une profondeur intrinsèque de 0.2 ainsi qu'un facteur de Landé de 1.2, selon une liste de raies spectrales produites par VALD avec les paramètres de HQ Tauri sur une gamme de longueurs d'onde allant de 450 à 850 nm. Après un nettoyage du spectre des raies d'émission, des raies telluriques et des raies polluées par d'autres raies profondes et larges, j'obtiens les profils de Stokes I et V de la Figure 4.11 à partir de plus de 9 000 raies photosphériques.

Le profil de Stokes I montre une modulation claire durant le cycle de rotation. Le P2D révèle une modulation périodique, cohérente avec la période de rotation de l'étoile, sur une gamme de vitesse allant de  $-25$  à  $+60 \text{ km.s}^{-1}$ , ce qui est attendu avec la présence d'une tache froide à la surface. Le profil quasi-symétrique de la phase 0.69 est cohérent avec une tache faisant face à l'observateur à la phase  $\sim 0.65$  comme indiqué par la courbe de vitesse radiale. Le signal de Stokes V est beaucoup plus faible, mais certains profils montrent une signature magnétique claire avec une forme complexe.

J'ai réalisé le calcul du  $B_l$  en intégrant sur la gamme de vitesse  $\pm 60 \text{ km.s}^{-1}$  afin de ne prendre en compte que le signal et limiter l'intégration de bruit. La Figure 4.12 montre les résultats. La courbe de  $B_l$  varie entre  $-70$  et  $+68 \text{ G}$ , avec un minimum autour de la phase 0.7, proche de celle où la tache modulant la vitesse radiale fait face à l'observateur. Un

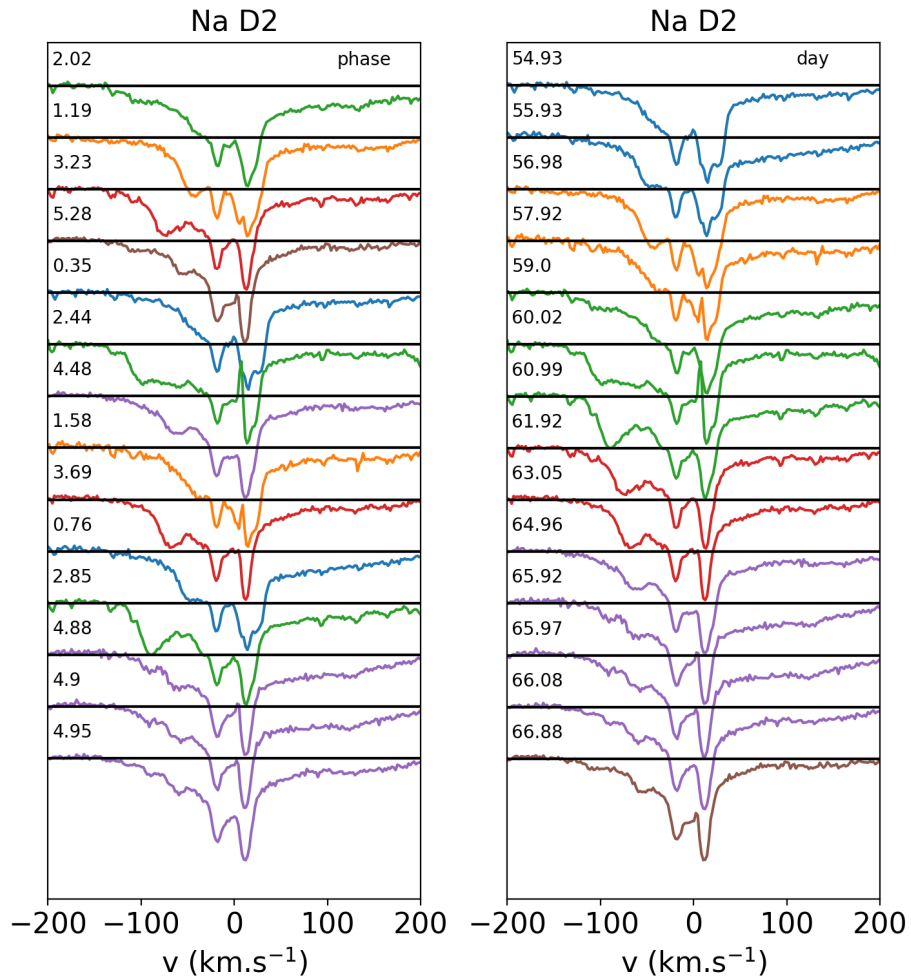


FIGURE 4.10 – Profils de la raie Na I D2 ordonnés selon la phase de rotation (*gauche*), et les jours d’observation (*droite*).

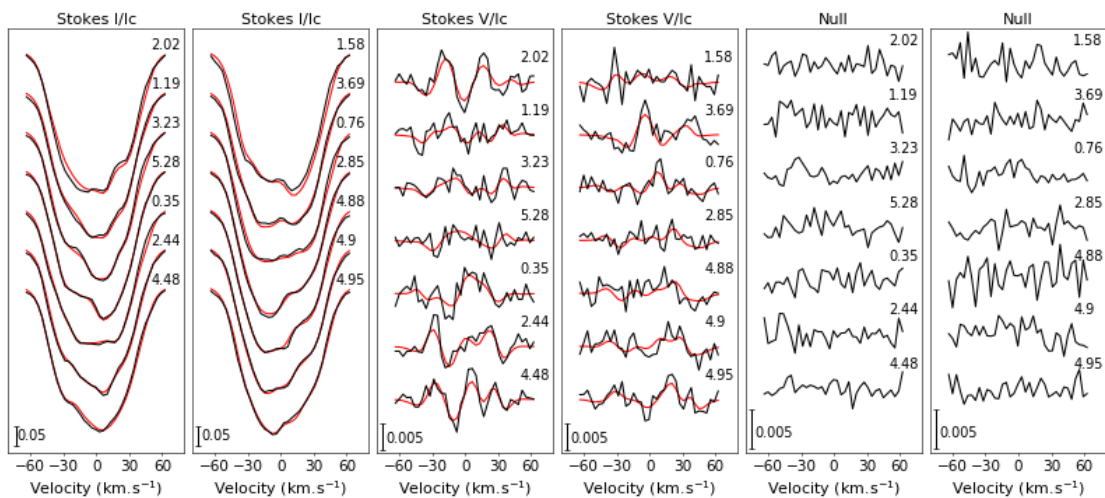


FIGURE 4.11 – Profils LSD de HQ Tau. Les profils noirs correspondent aux profils de Stokes I (*gauche*), V (*milieu*) et profil Null (*droite*). Les profils rouges correspondent à l’ajustement produit par l’analyse ZDI. Les profils sont ordonnés selon la phase de rotation indiquée à droite de chacun d’entre eux.

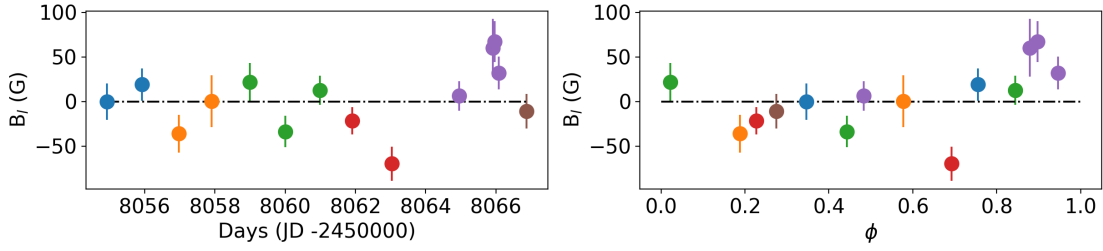


FIGURE 4.12 – Champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface stellaire calculé à partir des profils LSD de la Figure 4.11. La ligne noire pointillée correspond à  $B_l = 0$  G et les autres couleurs correspondent aux cycles de rotation.

maximum est également atteint à la phase 0.9, qui est la phase où les profils IPC sont les plus profonds. Mis à part ces deux points, on ne remarque pas de modulation particulière du  $B_l$ , ce qui peut être le signe d’une topologie complexe du champ magnétique, ou encore de régions à fort champ magnétique masquée par la tache froide. J’ai réalisé l’analyse similaire sur la raie Ca II IRT à 854.2 nm, un traceur de l’accrétion, cependant l’absence de signature claire en Stokes V ne me permet qu’une estimation d’une limite supérieure du champ magnétique longitudinal de 450 G.

En suivant la méthode décrite à la Section 3.3.3, j’ai ensuite réalisé une analyse ZDI complète sur les profils LSD de HQ Tauri, dont les ajustements sont présentés sur la Figure 4.11. J’ai paramétré un profil de Voigt intrinsèque basé sur les valeurs théoriques de Gray (2005) pour une étoile de type K0 autour de 600 nm. Cela amène à un coefficient d’assombrissement centre-bord de 0.66, une largeur Gaussienne de  $2.8 \text{ km.s}^{-1}$  ainsi qu’une largeur Lorentzienne de  $1.9 \text{ km.s}^{-1}$ . L’ajustement des paramètres stellaires a mené à une période de  $2.453^{+0.006}_{-0.008}$  jours, un  $v \sin i = 51.2 \pm 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ , ainsi qu’une inclinaison de  $50 \pm 5^\circ$ . Toutes ces valeurs sont cohérentes à  $3\sigma$  avec celles déduites des analyses précédentes, cependant, l’inclinaison donnée par ZDI se trouve dans la partie basse des incertitudes, ce qui pourrait indiquer que le rayon de l’étoile est en fait sous-estimé d’environ 20%. La minimisation du  $\chi^2$  n’a également pas permis de contraindre la rotation différentielle, je l’ai donc fixé à  $0 \text{ rad.j}^{-1}$ , ce qui est une approximation correcte car la période ainsi estimée est cohérente avec la période photométrique. L’image Doppler de la Figure 4.13 obtenue présente une tache froide s’étendant des phases 0.4 à 0.8 et des latitudes 90 à 50 degrés, pour une couverture de 20% de l’hémisphère visible.

J’ai ensuite utilisé la carte de brillance Doppler comme donnée d’entrée pour effectuer l’ajustement des profils de Stokes V : le ZDI. Etant donnée la grande vitesse de rotation de HQ Tauri, j’ai autorisé la décomposition en harmoniques sphériques jusqu’à l’ordre  $l=15$ . Les cartes de champ magnétique sont disponibles en Figure 4.13. Ces cartes ont révélé un champ majoritairement poloïdal (75%) avec une structure en champ radial s’étendant des phases 0.3 à 0.8, et des latitudes 90 à 60 degrés, atteignant -562 G, rappelant celle visible sur la carte de brillance. Le champ magnétique poloïdal est majoritairement dipolaire (14%) avec une obliquité de  $31.5^\circ$  et une valeur maximale de 63 G. Les composantes quadripolaire et octupolaire représentent respectivement 9.7% et 8.3% du flux magnétique poloïdal.

Même si les valeurs obtenues avec ZDI sur les profils LSD représentent une limite inférieure de l’intensité du champ magnétique (voir Section 3.3), elles restent cohérentes avec celles obtenues pour d’autres IMTTS par Hussain et al. (2009) et Villebrun et al. (2019). En effet, les profils LSD tracent le champ magnétique à grande échelle sur la surface de l’étoile hors chocs d’accrétion. Cette région de choc exclue est par contre fortement magnétique (Donati et al., 2019). Afin d’y accéder, il est nécessaire de réaliser la même ana-

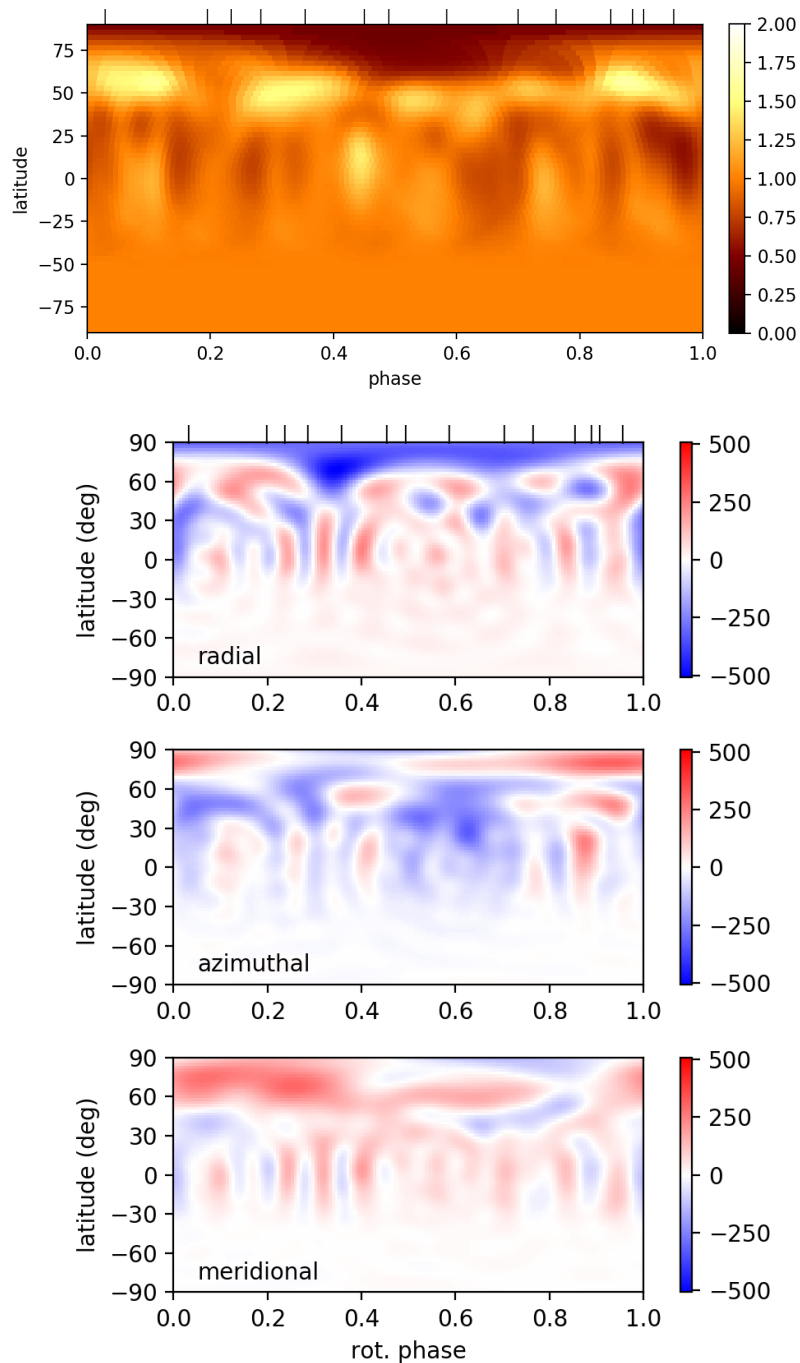


FIGURE 4.13 – *Panneau du haut* : carte de brillance de HQ Tauri, les couleurs brunes représentent des structures sombres, les couleurs jaunes des structures brillantes. *3 panneaux du bas* : Cartes de champs radial, azimutal et méridional du champ magnétique de surface. Le rouge et le bleu représentent respectivement des valeurs de l'intensité du champ magnétique positive et négative. Les marqueurs au sommet des cartes représentent les phases d'observation.

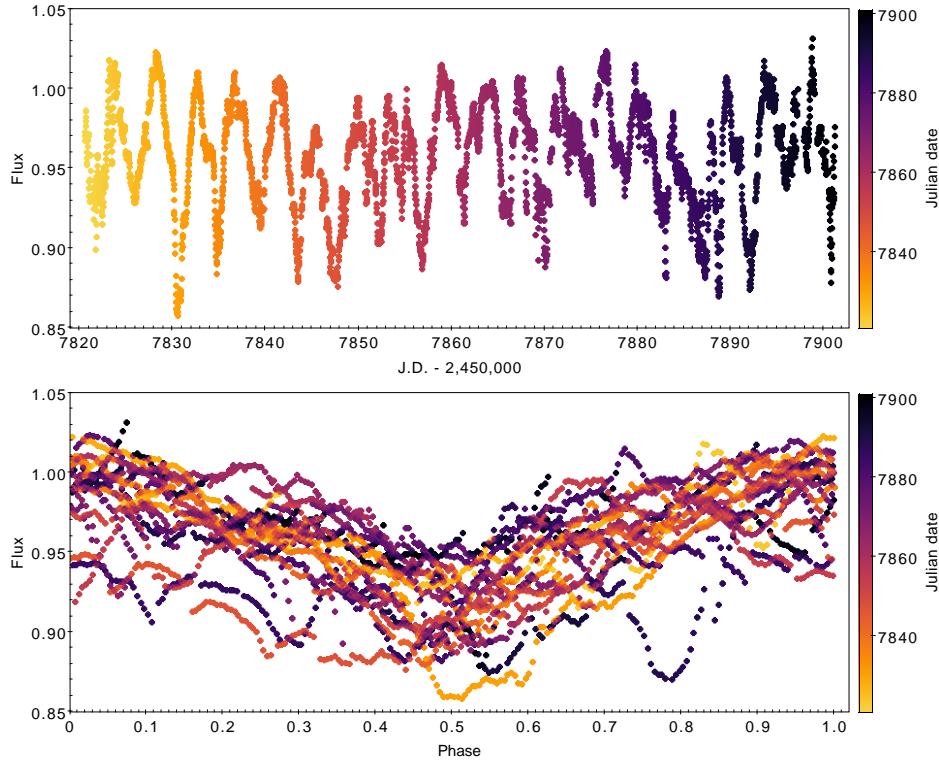


FIGURE 4.14 – Courbe de lumière K2 de V807 Tauri (*haut*) et courbe de lumière repliée en phase (*bas*) selon l'éphéméride 4.2. Le code couleur est à l'échelle de la date Julianne.

lyse en prenant en considérant un traceur d'accrétion. Cependant, HQ Tauri ne montre pas de signature dans ces raies, ni même d'émission He I, ce qui est probablement lié au faible taux d'accrétion de masse de cet objet.

### 4.2.2 V807 Tauri

Pour cet objet encore, la courbe de lumière est l'élément déclencheur du choix de cette cible. En effet, la courbe de lumière K2 (Figure 4.14) présente de profondes extinctions périodiques du flux lumineux, classées comme de type dipper (Rebull et al., 2020) (voir Section 2.4). À l'aide d'un périodogramme, j'ai extrait une période de  $4.386 \pm 0.005$  jours, cohérente avec celle trouvée par Rebull et al. (2020)  $P = 4.3784 \pm 0.002$  jours. La courbe repliée en phase présentée en Figure 4.14 confirme cette période, même si quelques variations autour des minima subsistent. Cependant, les dippers montrent fréquemment des dips variables d'un cycle à un autre, une explication de la forme de ceux de V807 Tauri sera donnée en dans la Section 4.3. Je considère donc que la période des dips correspond à la période de rotation de l'étoile, et je définis ainsi l'éphéméride suivante pour cet objet :

$$JD(j) = 2457819.55 + 4.38E \quad (4.2)$$

avec E le cycle de rotation.

L'incertitude de 0.005 jours déduite sur la période n'impacte que peu les données ESPaDOnS avec un décalage en phase de 0.003 entre la première et la dernière observation, ce qui est négligeable. Le décalage entre les données K2 et ESPaDOnS (150 jours) implique un décalage en phase potentiel de 0.04, ce qui permet de garder l'éphéméride de la photométrie pour la spectroscopie, j'adapterai seulement l'origine des temps ( $t_0 = JD\ 2\ 458\ 051.69$ , soit 53 périodes plus tard) afin d'obtenir le cycle 0 pour la première observation ESPaDOnS.

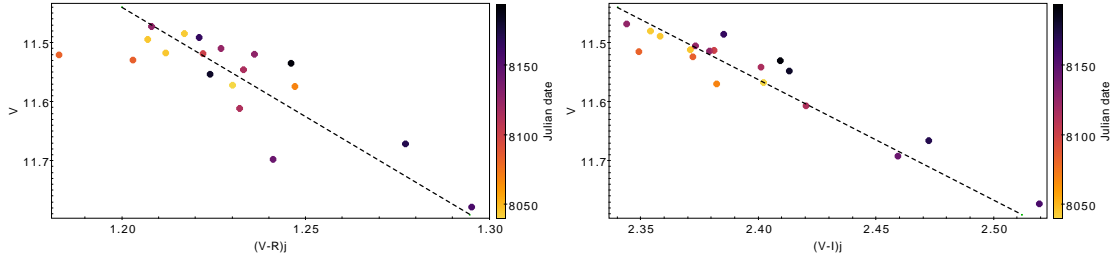


FIGURE 4.15 – Diagrammes couleur-magnitude  $V-(V-R)_J$  (gauche) et  $V-(V-I)_J$  (droite) de V807 Tauri à partir de la photométrie multi-couleurs CrAO. Les lignes pointillées représentent la pente liée à une extinction interstellaire et le code couleur est à l'échelle des dates Juliennes d'observation.

L'échantillonnage de la photométrie CrAO obtenue pour V807 Tauri ne me permet pas de retrouver la période de variation, ni l'époque du minimum photométrique. En revanche, cette photométrie multi-couleur est exploitée avec les diagrammes couleur-magnitude de la Figure 4.15. Ces diagrammes montrent que le système devient plus rouge lorsque le flux lumineux diminue, avec une pente cohérente avec celle induite par de la poussière de type interstellaire (Cardelli et al., 1989). Cela est cohérent avec de la poussière circumstellaire passant sur la ligne de visée et occultant l'étoile centrale, caractéristique des dips observés sur les courbes de lumière de dipper.

J'ai déterminé les paramètres stellaires de V807 Tauri de la même manière que HQ Tauri, en ajustant un spectre synthétique ZEEMAN sur les observations. J'ai utilisé ici 8 fenêtres de longueurs d'onde, présentées en Figure 4.16, de 522 à 754 nm, une gravité de surface de 4.0 et une  $V_{mac}$  de  $2 \text{ km.s}^{-1}$ . En moyennant toutes les valeurs, suivi d'une exclusion des fenêtres menant à des résultats déviants de plus de  $2\sigma$ , j'obtiens  $T_{eff} = 3932 \pm 158 \text{ K}$ ,  $vsini = 13.3 \pm 1.8 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $V_r = 15.9 \pm 0.3 \text{ km.s}^{-1}$  et  $V_{mic} = 2.1 \pm 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ . N'arrivant pas à mieux contraindre la  $T_{eff}$ , j'ai choisi de réaliser à nouveau cet ajustement en fixant tous les autres paramètres aux valeurs déduites du précédent ajustement, et en recentrant l'analyse sur les fenêtres comportant des raies photosphériques sensibles à la  $T_{eff}$ , entre 550 et 650 nm. Cela me permet d'obtenir  $T_{eff} = 4067 \pm 59 \text{ K}$ , qui indique un type spectral K6.5-K7 selon Herczeg & Hillenbrand (2014), en accord avec les estimations de Schaefer et al. (2012).

Afin de déterminer le veiling, nécessaire à la détermination des paramètres stellaires, j'ai choisi comme modèle photosphérique V819 Tau. Il s'agit d'une WTTS, de type spectral K7,  $V_r = 16.6 \text{ km.s}^{-1}$  et  $vsini = 9.5 \text{ km.s}^{-1}$  (Donati et al., 2015). J'obtiens, avec la méthode décrite en Section 3.2.2, un veiling de  $0.31 \pm 0.16$ .

La  $T_{eff}$  déduite me permet d'accéder à la luminosité de V807 Tauri. J'ai pour cela utilisé les magnitudes du système dans les filtres Johnson V de Kharchenko & Roeser (2009), et J de 2MASS, en prenant en compte les rapports de flux de la primaire parmi les 3 composantes (Schaefer et al., 2012). Avec les couleurs intrinsèques tirées de Pecaut & Mamajek (2013) et la loi de rougissement interstellaire de Cardelli et al. (1989), j'obtiens  $A_V = -0.11 \pm 0.19 \text{ mag}$  et  $A_J = -0.03 \pm 0.05 \text{ mag}$ . Je vais donc supposer que l'extinction sur la ligne de visée est négligeable pour ce système. À l'aide de la parallaxe donnée par Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018),  $\pi = 8.83 \pm 0.66 \text{ mas}$ , je détermine une luminosité  $L_\star = 0.75 \pm 0.17 L_\odot$  ainsi qu'un rayon  $R_\star = 1.75 \pm 0.18 R_\odot$ . Parmi les 3 valeurs données dans les travaux de Schaefer et al. (2012), Akesson et al. (2019) et Herczeg & Hillenbrand (2014), seule cette dernière n'est pas cohérente avec la mienne, avec  $L_\star = 1.82 L_\odot$  et  $A_V = 0.5 \text{ mag}$ . Enfin, en combinant le rayon et le  $vsini$ , je détermine une inclinaison  $i = 41 \pm 10 \text{ degrés}$ . Le système semble donc observé à une inclinaison modérée.



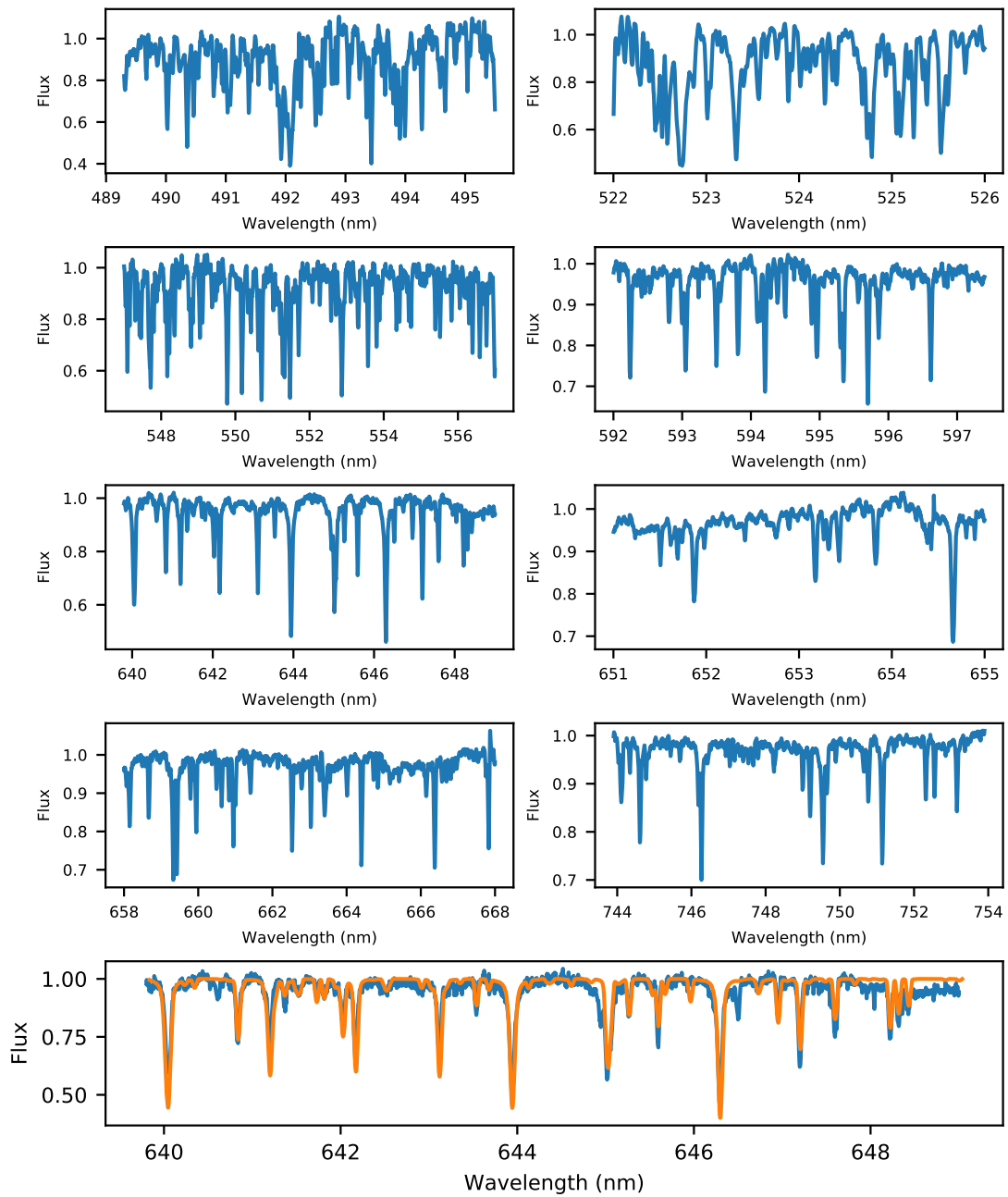


FIGURE 4.16 – 4 premières lignes : fenêtres de longueurs d’onde choisies pour la détermination des paramètres stellaires. Dernière ligne : spectre de V807 Tauri (bleu) et spectre synthétique ZEEMAN (orange) sur la fenêtre 640 - 649 nm.

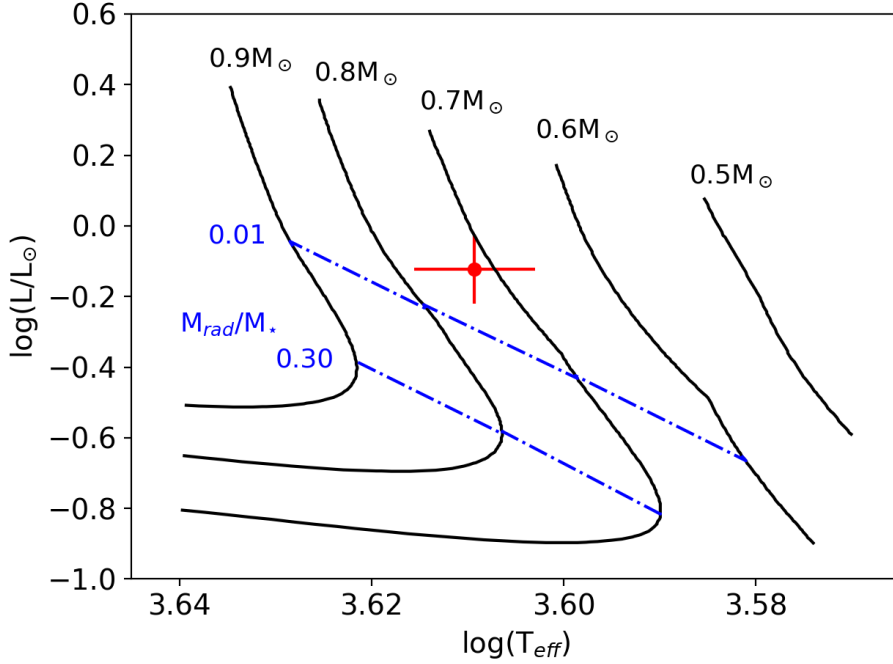


FIGURE 4.17 – HRD autour de la position de V807 Tauri, la croix rouge représente cette position avec ses incertitudes. Les courbes noires représentent les tracés évolutifs de Baraffe et al. (1998) pour les masses indiquées au-dessus de chacun, et les courbes pointillées bleues illustrent les positions pour lesquelles la masse du cœur convectif atteint 30% et 1% et la masse stellaire.

Je peux maintenant placer V807 Tauri dans un HRD et ajuster sa position sur des courbes d'évolution stellaire. J'ai cette fois-ci utilisé les courbes de Baraffe et al. (1998), présentées en Figure 4.17 autour de la position de V807 Tauri. Cela me permet de déduire  $M_{\star} = 0.72^{+0.07}_{-0.06} M_{\odot}$ , un âge d'environ 1.8 millions d'années ainsi qu'une structure interne principalement convective avec  $M_{\text{rad}}/M_{\star} = 0.0^{+0.004}_{-0.0}$  et  $R_{\text{rad}}/R_{\star} = 0.0^{+0.1}_{-0.0}$ .

Pour finir, j'ai estimé le taux d'accrétion de masse à partir des raies H $\alpha$ , H $\beta$ , et H $\gamma$  avec la méthode de la Section 3.2.6. Pour calculer le flux dans chaque raie, j'ai utilisé la photométrie CrAO convertie du système Johnson vers le système Cousins en utilisant la relation de Fernie (1983) afin de déduire la magnitude dans les filtres correspondants à ces trois raies. Cela amène à  $\dot{M}_{\text{acc}}(\text{H}\alpha) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{\text{acc}}(\text{H}\beta) = (0.5 \pm 0.2) \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  et  $\dot{M}_{\text{acc}}(\text{H}\gamma) = (0.7 \pm 0.3) \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ . J'en ai déduit un taux d'accrétion de masse moyen  $\langle \dot{M}_{\text{acc}} \rangle = (7 \pm 2) \times 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ .

La variabilité du taux d'accrétion de masse traduit directement la variabilité de la largeur équivalente de ces 3 raies. La courbe des taux d'accrétion de masse obtenus à partir de la raie H $\alpha$  en fonction des dates d'observation et des phases de rotation est présentée en Figure 4.18. On remarque une variation entre  $0.8 \times 10^{-9}$  et  $1.2 \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , quasiment stable en considérant les barres d'erreur, sauf pour les 3 dernières observations où le taux d'accrétion de masse décroît jusqu'à  $0.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ . En omettant ces 3 dernières valeurs, on remarque sur la courbe en phase une modulation sur la période de rotation stellaire, avec un maximum à la phase 0.6. Cependant, les barres d'erreurs obtenues ne permettent pas de conclure de manière indépendante à une modulation du taux d'accrétion de masse.

J'ai ensuite cherché à connaître un peu mieux la surface de cette étoile, en me mettant notamment à la recherche de taches de surface à l'aide de l'analyse de la vitesse radiale.

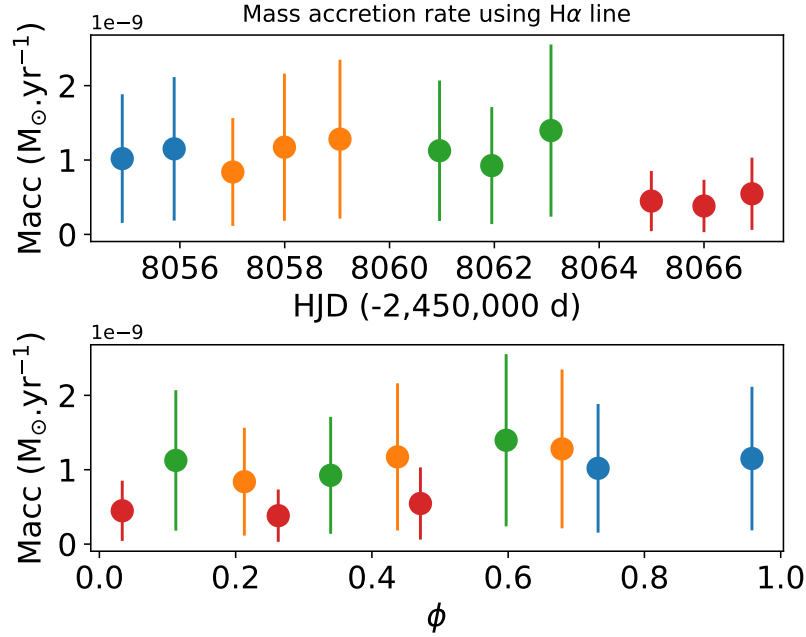


FIGURE 4.18 – Taux d’accrétion de masse calculés à partir de la raie H $\alpha$  en fonction de la date Julienne d’observation (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*). Chaque couleur correspond à un cycle de rotation.

J’ai donc utilisé la méthode de cross-corrélation décrite en Section 3.2.3, toujours avec V819 Tau pour modèle photosphérique, sur 15 fenêtres de longueurs d’onde allant de 467 à 787.7 nm. Je détermine ainsi une vitesse radiale moyenne pour V807 Tauri  $V_r = 17.03 \pm 0.08$  km.s $^{-1}$ , ce qui est cohérent à  $1\sigma$  avec celles mesurées en 2001 et 2002 par (Schaefer et al., 2012), et cohérent à  $3\sigma$  avec les mesures de ces auteurs en 2003, 2006 et 2010, en sachant que les différentes valeurs de vitesse relevées pour ces 5 époques sont cohérentes avec le mouvement orbital de la primaire induit par ses compagnons. Durant le suivi par ESPaDOnS, la vitesse radiale semble modulée et un ajustement sinusoïdal indique une période de  $4.28 \pm 0.17$  jours, cohérent avec la période photométrique (voir Figure 4.19). Cela suggère ici encore une modulation par une tache à la surface stellaire, faisant face à l’observateur à la phase 0.3 (voir Vogt & Penrod, 1983). Ce décalage en phase de 0.2 par rapport au minimum photométrique est supérieur à l’erreur sur la phase propagée des observations K2 aux observations ESPaDOnS. Cela suggère que la tache modulant la vitesse radiale se trouve à un azimuth différente que la structure produisant les dips de la courbe de lumière K2. Afin d’obtenir plus de détails, une analyse des raies du spectre est nécessaire.

Les raies de Balmer H $\alpha$ , H $\beta$  et H $\gamma$  étant les plus fortes en émission dans le spectre de V807 Tauri, j’ai naturellement commencé par leur analyse. Les profils résiduels de ces raies sont présentés en Figure 4.20. Ils montrent tous les trois une forme de double pic, rappelant ceux du prototype des dippers AA Tauri (Bouvier et al., 2007, 2003), ainsi que de LkCa15, un autre dipper (Alencar et al., 2018). Cette forme est imputée à une superposition d’une émission large et d’une absorption centrale stable plus étroite induite par de la matière circumstellaire à faible vitesse, proche du plan du disque. Les ailes rouge et bleue sont quant à elles fortement variables. Pour H $\gamma$  on remarque même que les phases 0.26 et 0.34 présentent un profil IPC à  $+180$  km.s $^{-1}$ , signe que la colonne d’accrétion passe sur la ligne de visée à ce moment de la rotation. On notera également une forte diminution du flux dans l’aile bleue des trois raies pour les 3 dernières observations du suivi

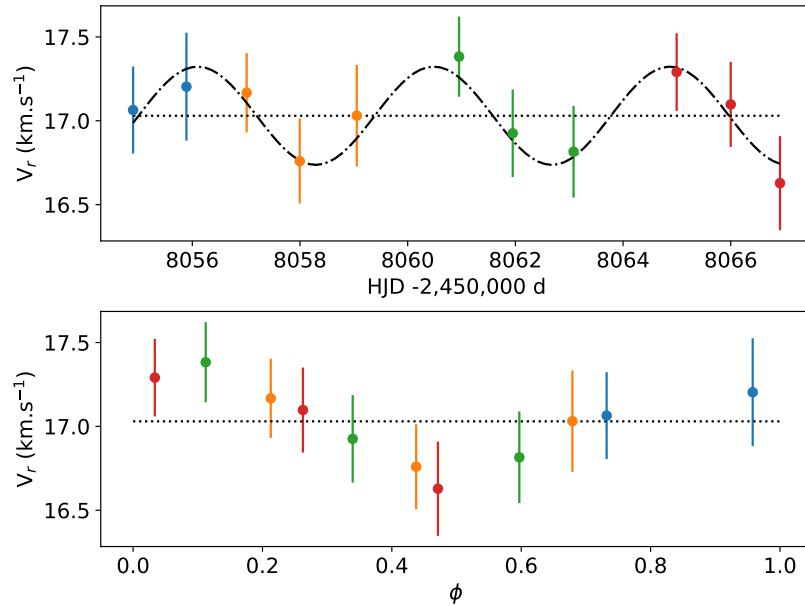


FIGURE 4.19 – *Haut* : courbe de vitesse radiale de V807 Tauri, chaque couleur de point correspondant à un cycle de rotation, et son ajustement sinusoïdal en noir avec une période fixée à la période photométrique. *Bas* : courbe de vitesse radiale repliée en phase. La ligne horizontale des deux figures représente la vitesse moyenne.

ESPaDONs, qui laisse suggérer un éjection de matière. Cette éjection semble n'être qu'un épisode dans la série car ces 3 observations représentent des phases de rotation bien distinctes.

Comme le montre la Figure 4.21, l'absorption centrale de la raie  $H\alpha$ , ainsi que l'aile rouge des raies  $H\beta$  et  $H\gamma$ , présentent une modulation sur une période d'environ 4.3 jours, cohérent avec la rotation stellaire. Cependant, la région modulée de la raie  $H\alpha$  n'est pas cohérente avec celle des raies  $H\beta$  et  $H\gamma$ , je vais donc faire appel aux matrices de corrélation pour voir plus clair dans ces raies, présentées en Figure 4.22.

Toutes ces matrices, que ce soit d'auto-corrélation ou de corrélation entre 2 raies, montrent le même comportement : une forte corrélation des ailes bleue et rouge, avec une forte corrélation des deux ailes entre elles, ainsi qu'une anti-corrélation de l'absorption centrale avec le reste du profil. Cela montre que la variabilité de ces 3 raies de Balmer est dominée par les mêmes processus physiques.

Comme je l'ai évoqué précédemment, ces 3 raies de Balmer ont la même forme que celle de AA Tau (Bouvier et al., 2003) et LkCa15 (Alencar et al., 2018). Comme l'ont fait ces auteurs dans leurs travaux, j'ai décidé d'essayer de décomposer la raie  $H\alpha$  en 3 Gaussiennes : une large émission centrale et deux absorptions fines autour du centre. Le résultat de cet ajustement est présenté en Figure 4.23. Globalement, l'ajustement retourne une émission légèrement décalée vers le bleu ( $\sim 20 \text{ km.s}^{-1}$ ), liée à une asymétrie induite par le disque d'accrétion (Alencar & Basri, 2000; Muzerolle et al., 2001).

Les deux absorptions représentent celles induites par la colonne d'accrétion ainsi que par un vent au niveau du plan du disque, comme schématisé dans la Figure 4.24. En supposant que ces deux absorptions aient bien ces origines, on s'attendrait à voir une dépendance linéaire de leur vitesse lors d'un épisode d'inflation magnétosphérique (c.f. Figure 4.24). La vitesse de la composante la plus bleue varie entre  $-75 \text{ km.s}^{-1}$  et  $-32 \text{ km.s}^{-1}$ , celle de la plus rouge entre  $-14 \text{ km.s}^{-1}$  et  $+4 \text{ km.s}^{-1}$ . La corrélation entre ces deux vitesses est claire et illustrée sur la Figure 4.24, tout comme AA Tau et LkCa15, où cela est inter-

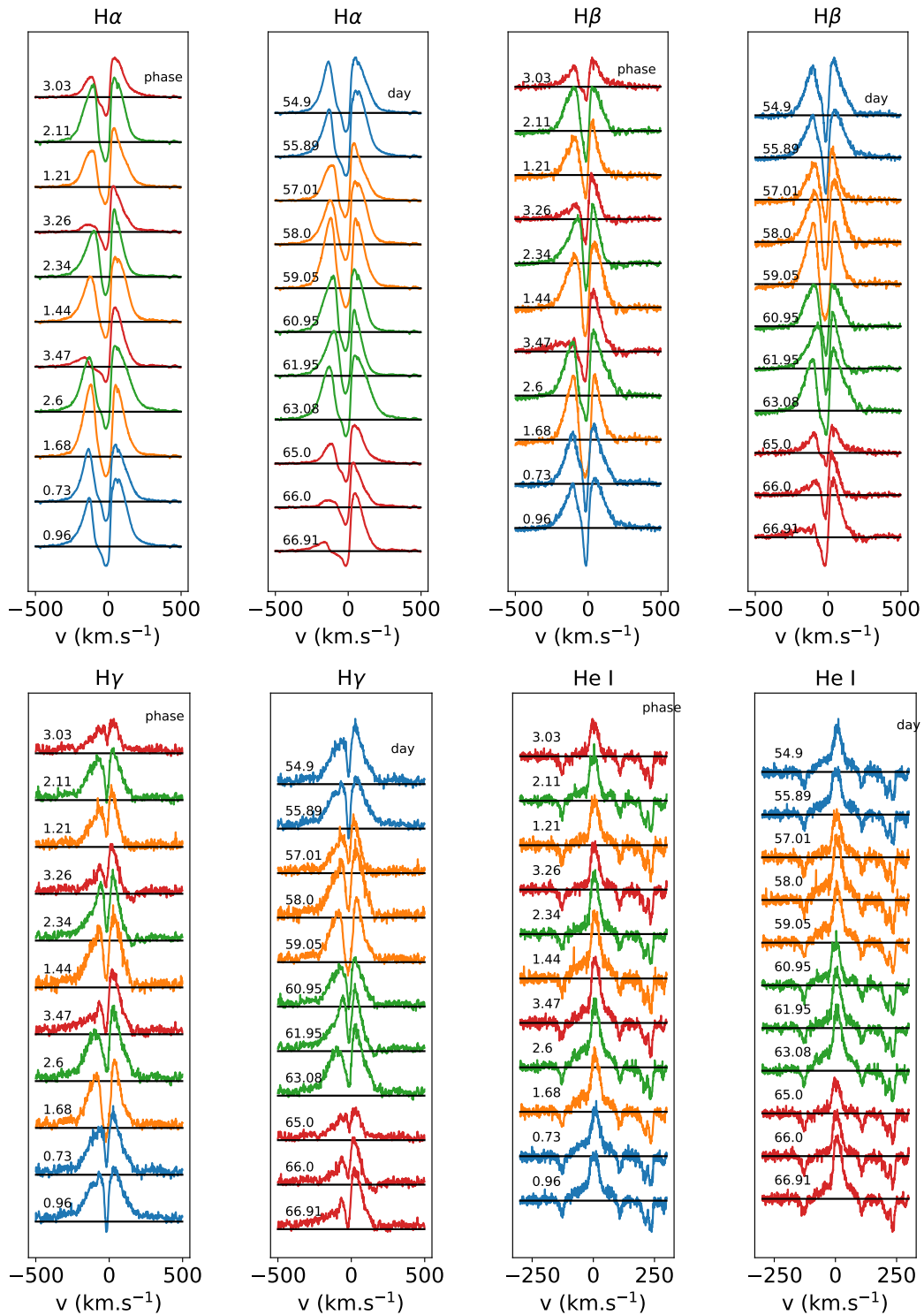


FIGURE 4.20 – De gauche à droite, et du haut vers le bas : profils résiduels des raies H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , et profils de la raie He I as 587.6 nm, ordonnés par phase et jour d'observation.

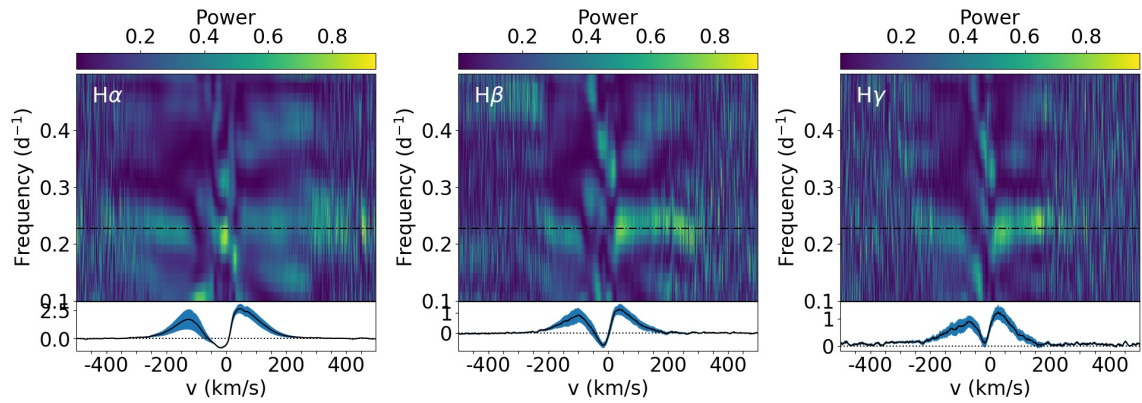


FIGURE 4.21 – De gauche à droite : P2D des profils résiduels des raies  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et  $H\gamma$ . La couleur jaune représente les plus hautes puissances du périodogramme, et la ligne horizontale noire montre la période photométrique. Les panneaux du bas montrent le profil moyen de chaque raie en noir et sa variance en bleu.

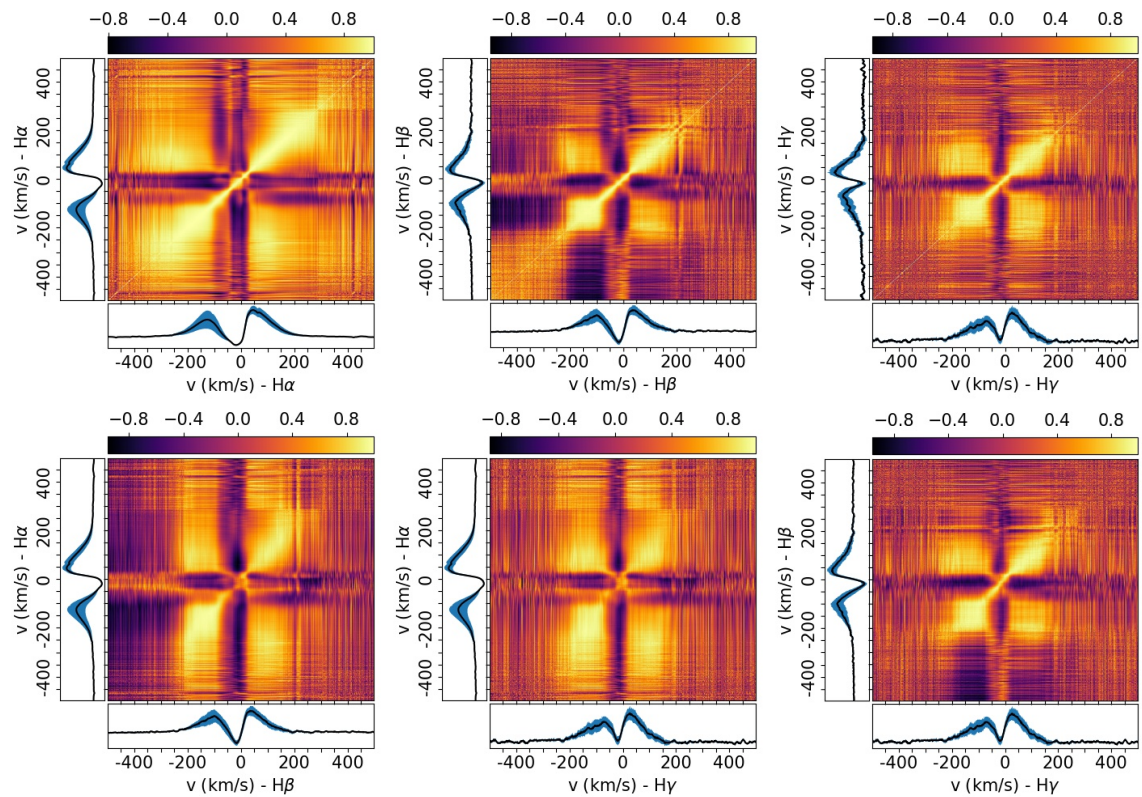


FIGURE 4.22 – De gauche à droite et de haut en bas : matrices d'auto-corrélation de  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et  $H\gamma$ , puis matrices de corrélation  $H\alpha$  vs.  $H\beta$ ,  $H\alpha$  vs.  $H\gamma$  et  $H\beta$  vs.  $H\gamma$ .

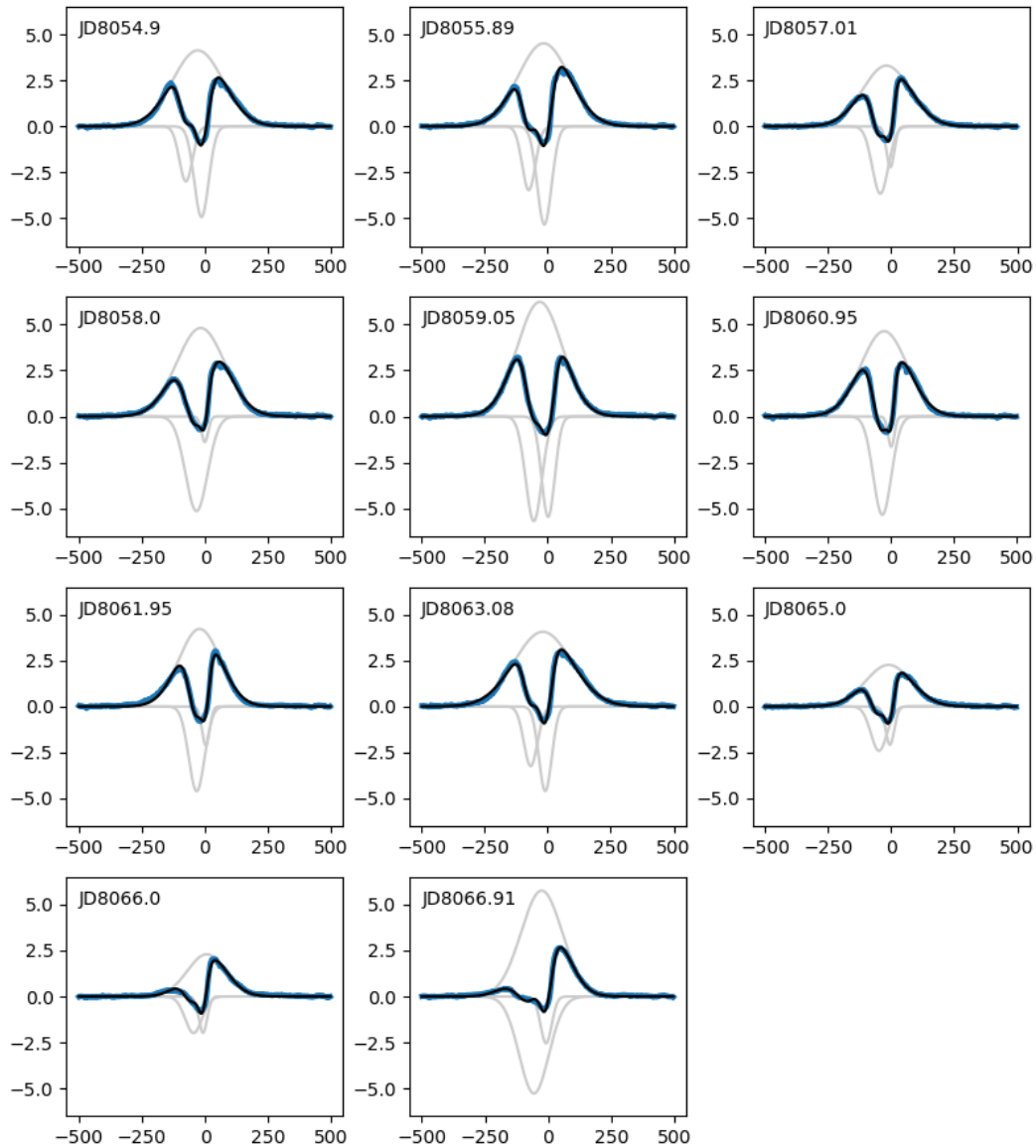


FIGURE 4.23 – Profils résiduels de la raie H $\alpha$  de V807 Tauri (*bleu*), leur ajustement par une fonction triple Gaussienne décrite dans le texte (*noir*), ainsi que leur décomposition en 3 Gaussiennes (*gris*). La date Julienne est indiquée dans chaque fenêtre.

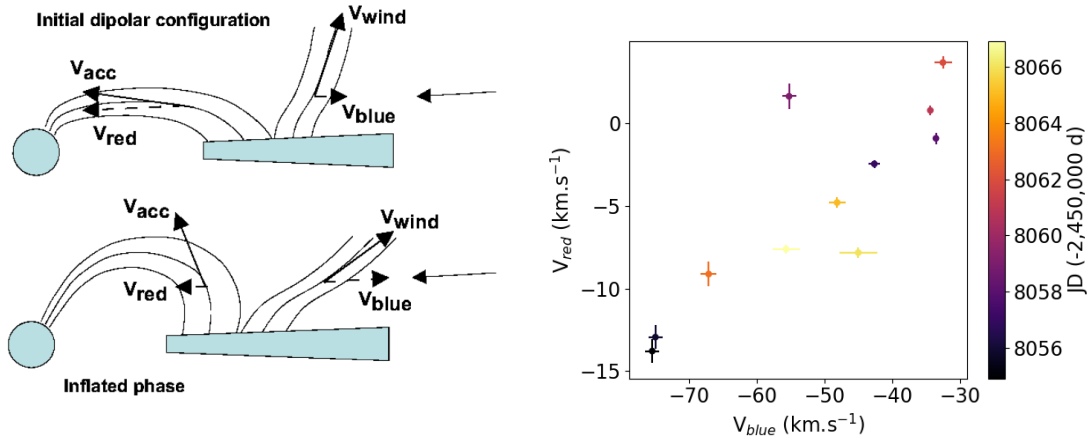


FIGURE 4.24 – *Gauche* : schéma de l'inflation magnétosphérique. La torsion des lignes de champ magnétique induite par une différence de vitesse entre la surface de l'étoile et le bord interne du disque d'accrétion provoque une inflation de la magnétosphère. Cette inflation va également modifier la direction du vent au pied de la colonne d'accrétion, les vitesses projetées de la colonne d'accrétion et du vent vont ainsi évoluer de manière corrélée. Crédits : [Bouvier et al. \(2003\)](#). *Droite* : vitesse de l'absorption rouge en fonction de celle de l'absorption bleue issue de la décomposition en 3 Gaussiennes de la raie H $\alpha$ . Le code couleur est à l'échelle des dates d'observation.

prété comme un indice d'inflation magnétosphérique.

A contrario de HQ Tauri, le spectre de V807 Tauri présente la raie He I à 587.6 nm en émission, un diagnostic d'accrétion maintenant bien connu car la composante étroite de cette raie est formée dans la région post-choc d'accrétion ([Beristain et al., 2001](#), voir également la Section 2.1). Les profils observés dans les spectres de V807 Tauri sont présentés en Figure 4.20 et Figure 4.25. Cette raie montre bien une composante large possédant une FWHM d'environ 130 km.s<sup>-1</sup>, ainsi qu'une composante étroite (NC) de FWHM~30 km.s<sup>-1</sup>. La variabilité de la NC est modulée sur la période de rotation de l'étoile, comme en témoigne le pic de P2D de la Figure 4.25 qui présente une FAP d'environ 10<sup>-3</sup>, ce qui est attendu pour une émission depuis la région post-choc d'accrétion. La NC augmente en intensité des phases 0.03 à 0.34, avant de décroître durant le reste de la rotation.

Afin d'extraire la composante étroite du profil complet, j'ai réalisé un ajustement à l'aide d'une fonction composée de deux profils Gaussien en émission, une large et une étroite. La vitesse ainsi extraite de la NC est présentée en Figure 4.26. On remarque que cette vitesse est toujours positive, en moyenne 6 km.s<sup>-1</sup>, avec une modulation d'environ 3 km.s<sup>-1</sup> sur la période de rotation de l'étoile. Comme décrit dans la Section 3.2.7, cette vitesse est composée de deux vitesses : celle liée à la rotation de l'étoile, et celle liée à la vitesse de la matière dans la région post-choc d'accrétion. J'ai donc utilisé la méthode décrite en Section 3.2.7, en utilisant le vsini et l'inclinaison déterminés précédemment, ainsi qu'une tache à une latitude de 70°, donnée par l'analyse ZDI. Cela m'a permis d'extraire la vitesse de la matière dans la région post-choc  $V_{flow} = 9.5 \pm 0.7$  km.s<sup>-1</sup> (cohérente avec les simulations de [Matsakos et al., 2013](#)), ainsi que la phase à laquelle la tache fait face à l'observateur  $\phi_{rot} = 0.55 \pm 0.07$ .

Grâce au mode spectropolarimétrique d'ESPaDONs, ici encore utilisé, j'ai pu calculer les profils LSD (voir Section 3.3.1) des 11 observations de V807 Tauri à partir d'approximativement 6 000 raies photosphériques, permettant d'atteindre un S/N pour les profils de Stokes V compris entre 5805 et 8796. J'ai utilisé les mêmes paramètres que HQ Tauri, c'est à dire 640 nm, 0.2 et 1.2 pour la longueur d'onde moyenne, la profondeur intrinsèque des



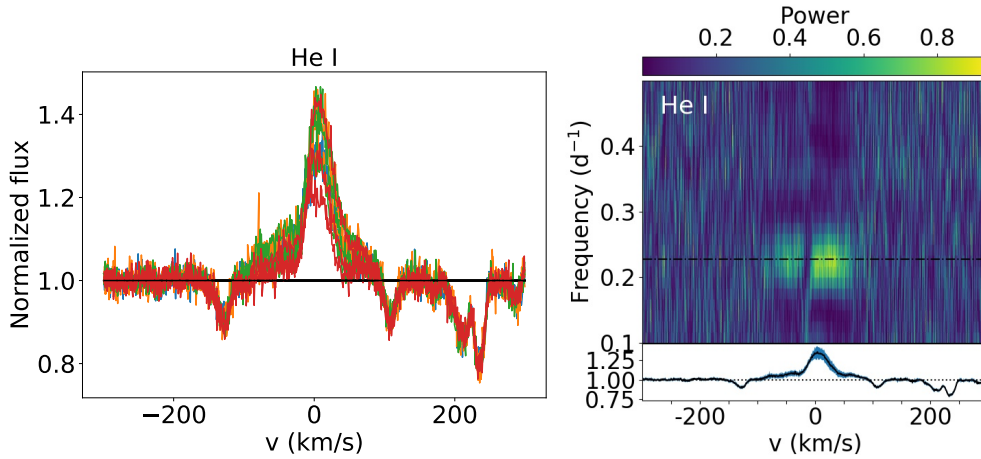


FIGURE 4.25 – *Gauche* : profils de la raie He I à 587.6 nm, chaque couleur correspond à un cycle de rotation. *Droite* : P2D de la raie He I, la couleur jaune représente les plus hautes puissances du périodogramme. La ligne horizontale noire correspond à la période de rotation de l'étoile et le panneau du bas montre le profil moyen en noir et sa variance en bleu.

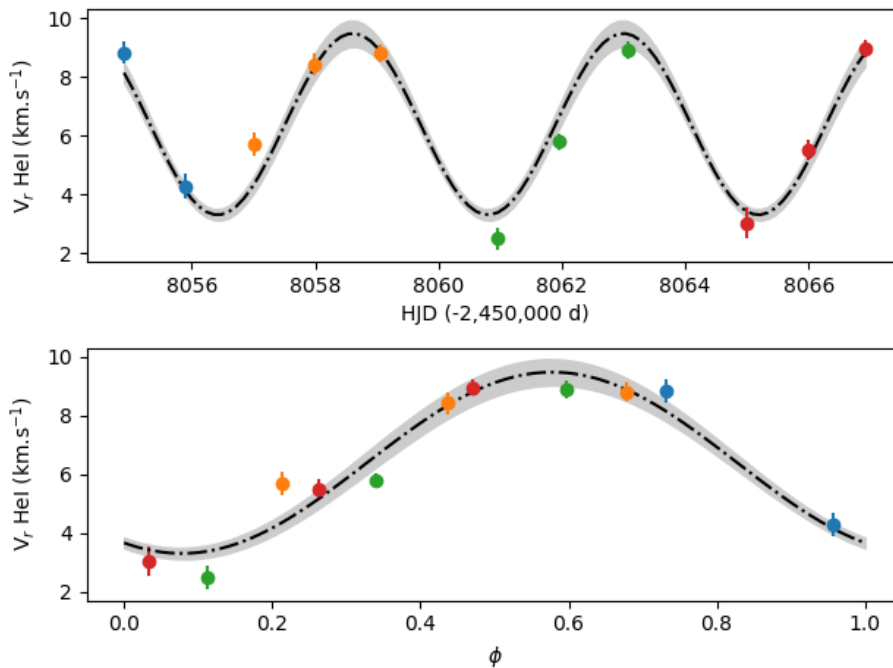


FIGURE 4.26 – Courbe de vitesse de la composante étroite de la raie He I à 587.6 nm, les couleurs représentent chacune un cycle de rotation (*haut*) et sa version repliée en phase (*bas*). La courbe noire correspond à l'ajustement par la fonction décrite en Section 3.2.7 et la zone grise illustre l'incertitude sur  $V_{flow}$ .

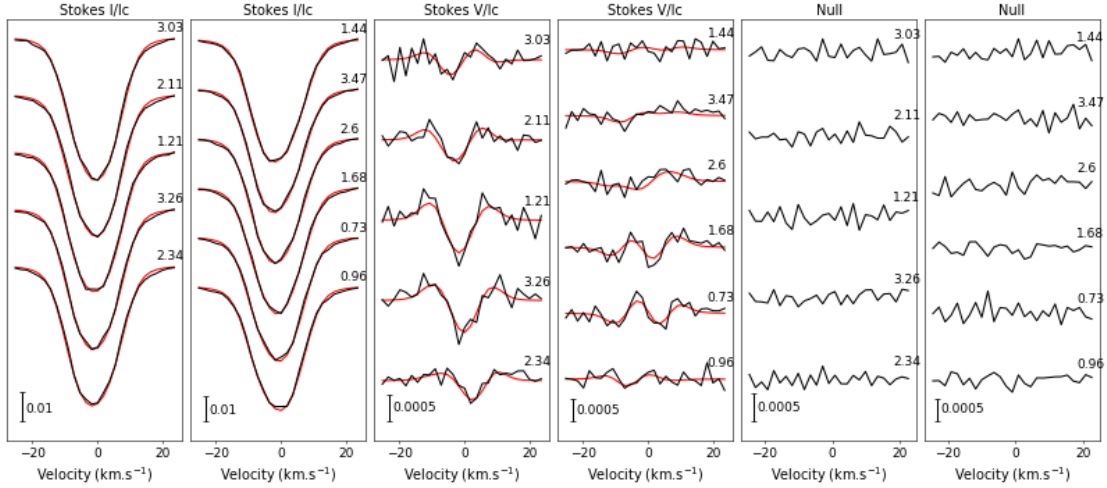


FIGURE 4.27 – Profils LSD de Stokes I (*gauche*), V (*milieu*) et profils Null (*droite*) de V807 Tauri en noir, ordonnés selon la phase de rotation. Les profils rouges sont les ajustements produits par ZDI.

raies et le facteur de Landé, respectivement. Les profils de Stokes I et V ainsi obtenus sont présentés en Figure 4.27, et on peut noter cette fois-ci des signatures magnétiques claires dans les profils de Stokes V. Les profils de Stokes I sont quant à eux clairement modulés sur la période de rotation stellaire, comme en témoigne le P2D de la Figure 4.28 qui montre un pic à cette période s'étalant sur l'intégralité du profil avec une FAP  $\sim 10^{-3}$ .

J'ai ensuite réalisé le calcul du  $B_l$  (voir Section 3.3.2), sur une gamme de vitesse de  $\pm 25 \text{ km.s}^{-1}$  afin de ne pas intégrer de continu et donc de bruit. Les valeurs déduites et leurs incertitudes sont présentées en Figure 4.29. Le  $B_l$  est très clairement périodique, avec une période de  $4.3 \pm 0.2$  jours, cohérente avec celle de la rotation de l'étoile, selon un ajustement sinusoïdal. Cette courbe montre un maximum à +30 G à la phase 0.2 et un minimum de -40 G à la phase 0.6, ainsi qu'une valeur moyenne  $\langle B_l \rangle = -13 \pm 3 \text{ G}$ . Cette valeur est bien trop faible pour ce type d'objet, mais nous savons que ce calcul ne reflète que la composante photosphérique du champ longitudinal, qui est moyennée sur la surface, et donc sous-estime fortement la valeur du champ magnétique au pôle. La même analyse sur la NC de la raie d'He I, donnant accès à l'information au niveau du choc d'accrétion, révèle encore un  $B_l$  modulé sur la période de rotation stellaire mais cette fois-ci avec un extremum d'environ -2kG à la phase 0.7 (voir Figure 4.29).

À l'aide des profils LSD, j'ai pu réaliser une analyse ZDI (voir Section 3.3.3), permettant d'avoir accès à la brillance de surface, ainsi qu'à la topologie du champ magnétique de V807 Tauri. En commençant par la DI, j'ai déterminé un profil intrinsèque en ajustant un profil de Voigt sur le profil LSD de Stokes I de HD88230, un rotateur lent ( $v_{\text{sini}} = 1.8 \text{ km.s}^{-1}$ ) de type spectral K6, me permettant d'extraire une largeur gaussienne de  $2.66 \text{ km.s}^{-1}$ , ainsi qu'une largeur lorentzienne de  $0.66 \times 2.66 \text{ km.s}^{-1}$ . J'ai ensuite réalisé l'analyse sur des grilles de paramètres comme pour HQ Tauri, en fixant cette fois la période à la valeur photométrique  $P = 4.38$  jours, et la rotation différentielle à 0 car la grille 2D de ces deux paramètres ne m'a pas permis de les contraindre. Concernant les autres paramètres j'obtiens  $v_{\text{sini}} = 11.2 \pm 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $V_r = 15.8 \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ , et  $i = 53 \pm 5^\circ$ , valeurs toutes cohérentes à  $3\sigma$  avec mes précédentes estimations. Je présente le résultat de l'ajustement des profils de Stokes I dans la Figure 4.27, et la carte de brillance correspondante en Figure 4.30.

La carte de brillance montre une structure principale plus brillante, s'étendant des phases 0.4 à 0.8 et à une latitude d'environ  $70^\circ$ , cohérente avec la valeur absolue maximale

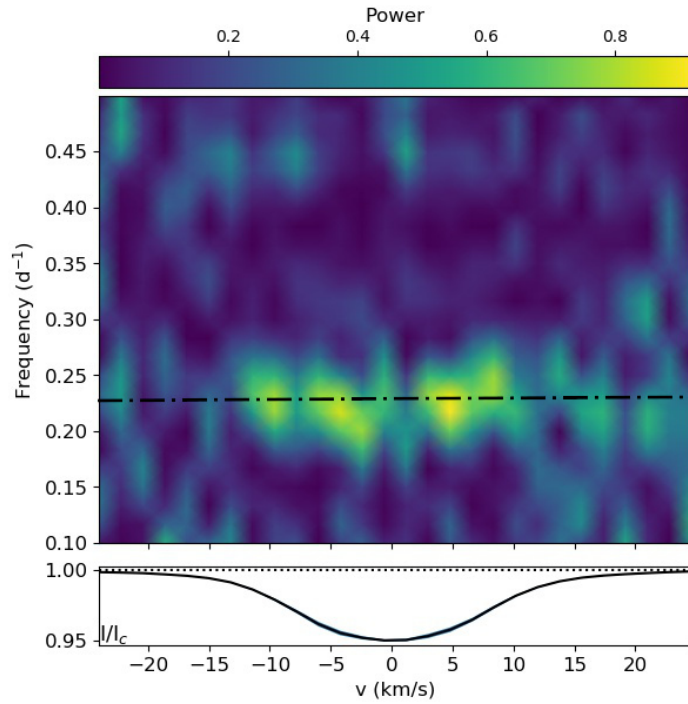


FIGURE 4.28 – P2D du profil LSD de Stokes I de V807 Tauri. La couleur jaune indique les plus hautes puissances du périodogramme, la ligne horizontale noire montre la période de rotation de l'étoile. Le panneau du bas montre le profil moyen en noir et sa variance en bleu, faible devant l'intensité du signal.

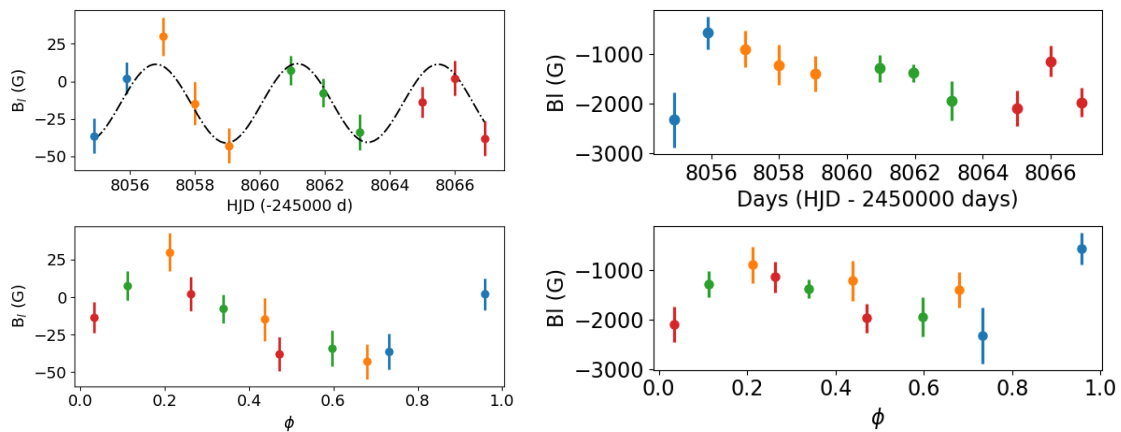


FIGURE 4.29 – Courbe de  $B_l$  en fonction de la date d'observation (*haut*) et de la phase de rotation (*bas*), calculée à partir des profils LSD (*gauche*) et de la NC de la raie He I (*droite*). Les couleurs représentent les différents cycles de rotation et la courbe noire du panneau du haut à gauche montre l'ajustement sinusoïdal réalisé.

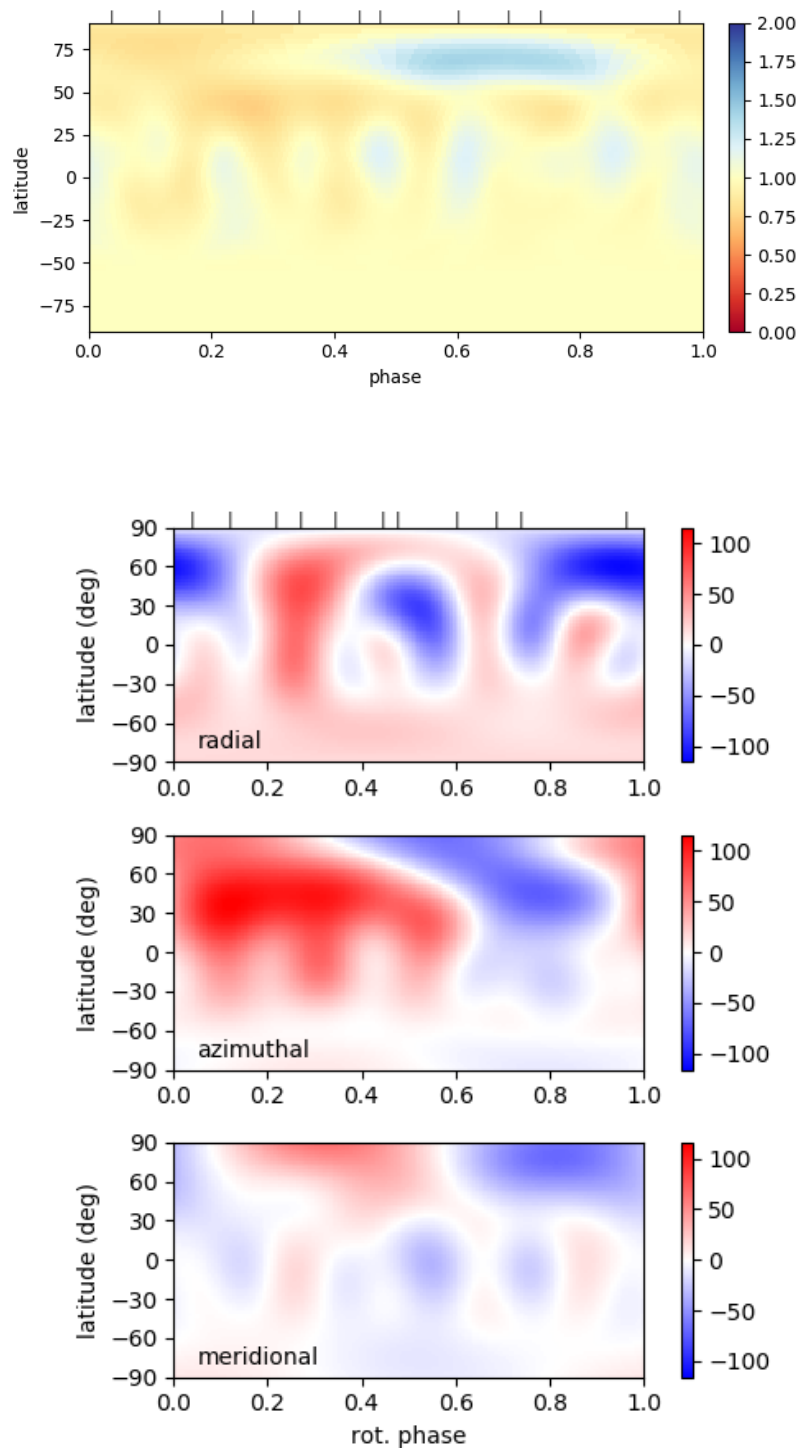


FIGURE 4.30 – *Panneau du haut* : carte de brillance de V807 Tau calculée à partir des profils LSD de Stokes I. La couleur bleue représente les régions les plus brillantes (chaudes), la rouge les régions les plus sombres (froides) et la couleur jaune représente la brillance de surface moyenne. Les marqueurs en haut de la figure correspondent aux phases d'observation. *3 panneaux du bas* : cartes de champ magnétique radial, azimuthal et méridional calculées à partir des profils LSD de Stokes V. Les régions à champ positif sont représentées en rouge, celles à champ négatif en bleu et les valeurs du code couleur sont données en G.

du  $B_I$ , ainsi qu'avec l'intensité maximale de la raie d'He I. On peut aussi noter une région plus sombre à une latitude de  $50^\circ$  des phases 0.1 à 0.4, cette fois-ci cohérente avec la modulation de la courbe de  $V_r$ .

Avec cette carte de brillance, j'ai poursuivi avec l'analyse ZDI afin d'extraire la topologie du champ magnétique de V807 Tauri. Etant donnée la vitesse de rotation, j'ai autorisé le développement en harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre  $l=5$ . Autoriser des ordres plus élevés n'a d'ailleurs aucunement changé la topologie résultante de l'ajustement des profils de Stokes V. L'ajustement ainsi obtenu est présenté en Figure 4.27 et les cartes des composantes radiale, azimutale et méridionale du champ magnétique sont présentées en Figure 4.30. La topologie résultante de cette analyse montre une énergie magnétique à 69% poloïdale, dominée à 47% par le champ dipolaire qui atteint 47 G au pôle. Ce pôle se situe sur les cartes à la phase 0.7 et à la latitude  $50^\circ$ . Les composantes quadripolaire et octupolaire représentent respectivement 21% et 13% de l'énergie magnétique poloïdale. L'axisymétrie du champ magnétique, c'est-à-dire le pourcentage d'énergie magnétique symétrique avec l'axe de rotation (i.e. pour  $m=0$  dans la décomposition en harmoniques sphériques présentée en Section 3.3.3), n'est que de 23%. En ne considérant que l'axisymétrie de la composante poloïdale (i.e.,  $\alpha_{l,m}=0$  et  $\beta_{l,m}=0$ ), cela représente 8%.

### 4.3 Principales conclusions

Les deux objets que j'ai eu l'opportunité d'étudier présentent des caractéristiques particulières pour des CTTs, menant à leur sélection. HQ Tauri est une IMTTS, une sous-classe plus massive des CTTs très peu étudiée sous cet angle, et V807 Tauri est un dipper, et donc possède une signature très visible typique du processus d'accrétion magnétosphérique. Je vais dans cette section essayer de décrire ces objets, ainsi que les processus en place, à l'échelle de la surface stellaire même jusqu'au disque interne, en m'appuyant sur les résultats de la Section 4.2.

#### 4.3.1 HQ Tauri

HQ Tauri, sélectionnée par sa brillance, sa masse plus importante que les CTTs généralement étudiées, et sa courbe de lumière K2 présentant des modulations très stables, limite "cas d'école", s'est finalement révélée être un objet passionnément complexe à étudier. Commençons par ses paramètres fondamentaux : sa masse de  $1.9 M_\odot$ , sa période de rotation particulièrement courte, 2.424 jours, et sa grande vitesse de rotation avec un  $v_{\text{ini}} = 53.9 \text{ km.s}^{-1}$ , font que HQ Tauri possède des caractéristiques à mi-chemin entre les CTTs de faible masse, et les étoiles de Herbig Ae, plus chaudes et plus massives. De part sa position dans le HRD, les modèles d'évolution d'étoiles jeunes nous montrent que l'intérieur de HQ Tauri est déjà partiellement radiatif avec  $R_{\text{rad}}/R_\star \sim 0.51$ , contrairement aux CCTS de faibles masse majoritairement convectives. Cependant, le taux d'accrétion de masse de  $1.16 \times 10^{-9} M_\odot.\text{yr}^{-1}$  est typique des CTTs de faible masse (Mendigutía et al., 2011). Les propriétés magnétiques des IMTTS ne sont que rarement étudiées (voir Hussain et al., 2009, pour une autre étude d'IMTTS), ce qui fait de cette étude une occasion parfaite de vérifier si les processus d'accrétion magnétosphérique sont similaires pour toutes les CTTs, même les plus massives.

Avant se lancer dans la description de l'étoile, j'aimerais revenir sur un point important : sa vitesse radiale. HQ Tauri est un membre du Taureau, sans nul doute (Luhman, 2018), cependant elle possède une vitesse radiale moyenne de  $7.22 \pm 0.27 \text{ km.s}^{-1}$ , très différente de la distribution des vitesses radiales des membres du Taureau ( $\langle V_r \rangle = 16.3 \pm$

6.43 km.s<sup>-1</sup>, Bertout & Genova, 2006). L'hypothèse classique dans ce genre de situation est de supposer la présence d'un compagnon, et la légère décroissance de la vitesse radiale moyenne tout le long du suivi ESPaDOnS confirme la possibilité pour HQ Tau d'être un système multiple, sans signature spectroscopique du compagnon. L'études de données d'archives, acquises à d'autres époques, permettent de vérifier à la fois la robustesse de mes résultats, et la variation de vitesse radiale sur le long terme. Les données de Nguyen et al. (2012) et Pascucci et al. (2015), obtenue avec MIKE en 2006 et HIRES en 2012, respectivement, sont les deux seules références fournissant une vitesse radiale pour HQ Tauri dans la littérature. Ces valeurs, de  $16.3 \pm 0.02$  km.s<sup>-1</sup> pour Nguyen et al. (2012) et  $17.2 \pm 0.2$  km.s<sup>-1</sup> pour Pascucci et al. (2015), sont non seulement proches entre elles, mais aussi cohérentes avec la distribution de vitesses du Taureau, remettant en question mes résultats. Cependant, en calculant la vitesse radiale de HQ Tauri avec mes algorithmes sur leurs données, je retrouve les valeurs citées dans leurs travaux. En recherchant ces données, j'ai pu retrouver une observation HIRES de L. Hillebrand en 2008, non publiée probablement à cause de sa qualité moyenne, mais qui m'a permis de mettre en évidence une forte diminution entre 2006 et 2012 avec une  $V_r \sim 9$  km.s<sup>-1</sup>, corroborant la thèse d'un compagnon. Par la suite, L. Hillebrand et H. Bouy ont accepté d'observer HQ Tauri pour une nuit, respectivement avec Keck/HIRES et OHP/Sophie. Les deux vitesses résultantes de  $21.9 \pm 0.5$  et  $7.92 \pm 3.74$  km.s<sup>-1</sup> à 2 mois d'intervalle couvrent quasiment les deux extrema observés jusque là, suggérant une demi-période de l'ordre de 2 mois, mais impossible de statuer sur cette valeur tant que plus de données ne sont pas à disposition. Ce possible compagnon pourrait être à l'origine d'une cavité interne dans le disque de HQ Tauri, suggérée par les observations ALMA (Akeson et al., 2019; Long et al., 2019).

Revenons aux variations de la vitesse radiale à haute fréquence des observations ESPaDOnS. La modulation de la vitesse radiale sur une période similaire à celle de la modulation de la courbe de lumière est cohérente avec la présence d'une tache froide à la surface de l'étoile. La photométrie simultanée à ESPaDOnS obtenue avec ASASS-SN montre que le minimum est atteint à la phase 0.54, cohérente avec la phase 0.6 où la tache modulant la vitesse radiale fait face à l'observateur. Une tache froide semble donc dominer la modulation photométrique ainsi que celle de la vitesse radiale. De plus, le fond plat des profils LSD de Stokes I à la phase 0.69 et la faible amplitude des variations de 5% du flux photométrique et de la vitesse radiale suggère qu'il s'agit plus précisément d'une tache froide plutôt large à haute latitude. En effet, l'imagerie Doppler révèle bien cette structure froide, proche du pôle de rotation et couvrant approximativement 20% de l'hémisphère visible. Afin de vérifier ces conclusions, j'ai produit des courbes de vitesse radiale et de flux visible synthétiques à l'aide de SOAP2 (Dumusque et al., 2014), en me servant des paramètres de HQ Tauri, pour une tache froide de différentes tailles, à différentes latitudes et température. Il existe une forte dégénérescence de la taille de la tache avec sa position à la surface stellaire, je ne peux donc pas contraindre de manière stricte ces paramètres avec cette méthode. Cependant, la solution présentant le meilleur résultat est obtenue pour une tache couvrant 30% de l'hémisphère visible à une latitude de 60°, ce qui est qualitativement cohérent avec les résultats de l'imagerie Doppler. La présence de telles structures est très commune pour les TTSs (e.g., Bouvier & Bertout, 1989).

Cette tache froide n'est probablement pas la seule structure à la surface de HQ Tauri. Effet, la plupart des signatures circumstellaires sont également modulées sur la période de rotation de l'étoile, ce qui est cohérent avec la présence d'une accrétion magnétosphérique. Les raies d'émission montrent un profil IPC, signature du passage d'une colonne d'accrétion sur la ligne de visée, durant quasiment la moitié du cycle de rotation, avec un maximum à la phase 0.9. Cela indique une magnétosphère inclinée à grand échelle, pro-

duisant une colonne d'accrétion ayant une large extension azimutale. La forme des profils est même cohérente avec celles des modèles de raie dans le cas d'une accrétion magnétosphérique. En se référant aux modèles de [Muzerolle et al. \(2001\)](#), la forme du profil H $\beta$  coïncide avec un taux d'accrétion de masse de  $10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  pour un système observé à  $60^{\circ}$  d'inclinaison, avec un profil IPC correspondant à une température de la colonne d'accrétion de 8 000 K. Pour le même taux d'accrétion de masse, les modèles de [Lima et al. \(2010\)](#) pour H $\alpha$  sont comparables aux profils observés dans le spectre de HQ Tauri. Même si le taux d'accrétion de masse semble modulé, sur la période de rotation stellaire, je pense que cela est seulement la traduction de l'apparition périodique des profils IPC, diminuant drastiquement la largeur équivalente de la raie servant à déduire la valeur du taux d'accrétion de masse. Le profil IPC le plus profond apparaît bien après le passage de la tache froide, modulant la vitesse radiale, sur la ligne de visée. Ce décalage en phase a déjà été observé, notamment sur AA Tauri ([Bouvier et al., 2003](#)) et V2129 Ophiuchus ([Alencar et al., 2012](#)), et peut avoir 2 origines :

- Un rayon magnétosphérique significativement différent du rayon de corotation. Les deux extrémités de la colonne d'accrétion tournent alors à des périodes différentes et sont donc décalées en phase l'une par rapport à l'autre.
- Un choc d'accrétion situé à un azimuth différent de la tache froide qui module la vitesse radiale.

Pour différencier ces deux hypothèses j'ai tenté d'analyser la variabilité du veiling induit par le choc d'accrétion, ainsi que celle du champ magnétique longitudinal pour permettre de remonter au pôle magnétique dipolaire de l'étoile (proche du choc d'accrétion). Cependant, pour HQ Tauri, le veiling est trop faible pour être utilisé afin de retrouver la position du choc d'accrétion. Ce faible veiling est attendu pour la photosphère brillante et le faible taux d'accrétion de masse que présentent HQ Tauri. Le champ magnétique longitudinal ne montre également pas de modulation claire, ce qui est probablement imputable à une topologie complexe du champ magnétique. Il m'est donc impossible de retracer la position du pôle magnétique par ce biais. Je ne peux donc pas privilégier une des deux hypothèses avec ces résultats.

En dehors des signatures d'accrétion, certaines raies montrent également des signatures d'éjection de matière. C'est le cas de H $\alpha$ , qui présente une absorption décalée vers le bleu entre  $-200$  et  $-150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , qui plus est modulée sur la période de rotation stellaire, et anti-corrélée avec les profils IPC. Ce comportement rappelle le modèle géométrique "egg beater", utilisé pour SU Auriga par [Johns & Basri \(1995\)](#). Ce modèle implique une colonne d'accrétion et un vent opposé en phase sur le bord du disque interne. Lorsque le pôle magnétique est incliné vers le disque, les signatures d'accrétion dominent celles d'éjection, et la situation s'inverse à la phase opposée, ce qui pourrait expliquer le comportement global de la raie H $\alpha$  de HQ Tauri.

La raie NaI D2 vient complexifier cette idée en montrant plusieurs absorptions distinctes décalées vers le bleu. Ces absorptions s'étendent de  $-120$  à  $-40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  et ne semblent pas périodiques. En revanche, en observant les profils nuit par nuit, on remarque que ces absorptions apparaissent sur quelques nuits consécutives et disparaissent par la suite. De telles pertes de masse épisodiques peuvent être liées à une reconnexion magnétique suivant une inflation magnétosphérique, un scénario déjà évoqué pour AA Tauri ([Bouvier et al., 2003](#)). Cela se produit lorsque le rayon magnétosphérique est différent de celui de corotation. Le cisaillement induit par la rotation différentielle entre les deux extrémités de la colonne d'accrétion va faire gonfler les lignes de champs magnétiques qui vont potentiellement à terme s'ouvrir avant de se reconnecter ([Goodson et al., 1997](#)). Cette période d'inflation va induire une diminution de l'accrétion, et la reconnexion provoquera une

éjection épisodique de matière avant la reconstitution de la colonne d'accrétion. L'analyse plus détaillée des profils de raies corrobore cette hypothèse. Les absorptions décalées vers le bleu du NaI D2 apparaissent sur 2 cycles de rotation, à J.D. 8 060 et 8 065, et la vitesse de ces composantes semble se décaler peu à peu vers le centre de la raie. Le profil IPC le plus profond apparaît quant à lui juste après cet épisode, à J.D. 8 066, ce qui est cohérent avec la reconstitution de la colonne d'accrétion suivant la reconnexion des lignes de champ magnétique. A contrario, le profil IPC apparaissant au début de l'épisode d'éjection à J.D. 8 061 est le plus faible observé, ce qui est cohérent avec une inflation de la magnétosphère. Enfin, comme discuté par [Bouvier et al. \(2003\)](#) et [Alencar et al. \(2018\)](#), ce type d'épisode devrait posséder une période de plusieurs cycles de rotation de l'étoile (voir les simulations de [Zanni & Ferreira, 2013](#)), expliquant pourquoi ils sont rarement observés sur des temps de suivi spectroscopiques typiques de 2 semaines.

Les signatures dans les profils LSD de Stokes V de HQ Tauri sont assez faibles, mais suffisantes pour reconstruire la topologie de son champ magnétique. Contrairement à ce qui est généralement observé pour les étoiles T Tauri, la composante longitudinale moyennée sur la surface du champ magnétique n'est pas modulée (voir [Donati et al., 2019, 2020](#)). Cependant, la modulation du  $B_l$  devient complexe à observer à partir du moment où le champ magnétique n'est pas dipolaire. On ne s'attend pas à un champ magnétique dominé par la composante dipolaire dans le cas de HQ Tauri, car cet objet a déjà développé un cœur radiatif conséquent, complexifiant le champ magnétique ([Gregory et al., 2012](#)). L'analyse ZDI révèle bien une composante dipolaire faible, inclinée de  $31.5^\circ$  et n'atteignant que 63 G au pôle. Les valeurs obtenues avec ZDI sur les profils LSD sont à prendre comme des limites inférieures ([Lavail et al., 2019; Sokal et al., 2020](#)), car elles ne représentent que le champ magnétique à grande échelle à partir de la photosphère, masquant le champ réel mesurable dans le choc d'accrétion. En utilisant les signatures dans les traceurs d'accrétion, les valeurs obtenues représentent généralement 5 ou 6 fois la valeur obtenue avec les profils LSD ([Donati et al., 2019, 2020](#)). Le calcul du  $B_l$  à partir de la raie du CaII IRT m'a par ailleurs permis d'obtenir une limite supérieure à  $3\sigma$  de  $\sim 450$  G, tout en étant dans l'impossibilité de préciser plus cette grandeur à cause du manque de détection de signal Zeeman dans le spectre Stokes V. De plus, le  $B_l$  intègre toutes les composantes longitudinales, la composante dipolaire ne contribue qu'à une partie de ces 450 G, ce qui reste donc un champ plutôt faible face au kG généralement observé dans les CTTSs.

Il nous est donc malheureusement impossible d'établir une valeur pour la composante dipolaire du champ magnétique dans le choc d'accrétion, et donc d'obtenir une valeur précise du rayon magnétosphérique (Equation 2.1). En revanche, le rayon magnétosphérique est souvent proche du rayon de corotation (Equation 2.2), même s'ils ne sont pas nécessairement égaux, il est donc possible d'obtenir une estimation du champ magnétique dipolaire en égalisant les deux équations. Cela mène à une valeur de 120 G à l'équateur, signifiant un champ magnétique dipolaire de 240 G au pôle, et 3 G au rayon magnétosphérique si on suit l'équation de [Gregory \(2011\)](#). Même si ces valeurs sont approximatives, on peut remarquer qu'elles sont cohérentes avec celles déduites de l'analyse ZDI et de la raie CaII IRT.

Le dernier point appuyant la présence d'accrétion magnétosphérique de HQ Tauri réside encore dans les profils IPC. En ajustant une droite sur la partie rouge du profil IPC de la raie  $H\beta$  et en prenant le point où cette droite croise le continu, je mesure une vitesse maximale du profil IPC  $v_{IPC}^{max} \sim 330 \pm 19 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette vitesse représente la vitesse de chute libre de la matière de l'étoile, projetée selon l'inclinaison de l'étoile et l'obliquité magnétique  $v_{IPC}^{max} = v_{ff} \cos(i - \beta)$ . Avec une inclinaison  $i = 60^\circ$ , soit la moyenne de la valeur obtenue avec le vsini et celle obtenue avec ZDI, et une obliquité  $\beta = 31.5^\circ$



obtenue avec ZDI, on obtient  $v_{ff} \sim 376 \text{ km.s}^{-1}$ . En supposant que la colonne d'accrétion prend racine au rayon de corotation, la vitesse de chute libre est donnée par  $v_{ff} = (2GM_{\star}/R_{\star})^{1/2}(1 - R_{\star}/r_{cor})^{1/2}$ , soit  $\sim 424 \text{ km.s}^{-1}$ , ce qui n'est pas incohérent et indique qu'un rayon magnétosphérique proche du rayon de corotation est une hypothèse plausible.

Pour finir, j'aimerais amener un point de questionnement sur le comportement à long terme de ce système. J'ai observé HQ Tauri durant une phase de variabilité plutôt stable, mais nous savons que sur des échelles de temps plus longues cette variabilité est bien plus complexe, montrant des périodes de chutes profondes du flux visible de type UXOr mis en évidence par [Rodriguez et al. \(2017\)](#). Ces épisodes doivent avoir une autre origine que les phénomènes décrits dans mes travaux. La forte inclinaison que j'ai déduite du vsini, de la période de rotation et du rayon stellaire devrait permettre d'observer des occultations de l'objet central par de la matière circumstellaire de type UXOr ou même de type AA Tau. L'un de ces épisodes a eu lieu juste avant le suivi ESPaDOnS : le flux diminue d'environ 1.5 en magnitude pendant 1 mois en montrant une certaine variabilité intrinsèque. Durant cette phase, le système devient plus rouge quand le flux diminue, de manière cohérente avec une occultation par de la matière circumstellaire. J'ai établi 2 scénarii pour ce comportement. Le premier est une déformation soudaine du disque interne en hauteur, avec un disque interne à environ 3 rayons stellaires et une observation à haute inclinaison, cette déformation pourrait occulter l'étoile pendant la durée de l'instabilité ([Turner et al., 2010](#)). Le second serait un changement du rayon magnétosphérique par rapport au rayon de sublimation de la poussière,  $5.55 \pm 1.00 R_{\star}$  dans le cas de HQ Tauri (voir [Monnier & Millan-Gabet, 2002](#)). Tel que nous l'avons mesuré, le rayon de sublimation est bien plus grand que le rayon magnétosphérique, signifiant l'absence de poussière au pied de la colonne d'accrétion et expliquant l'absence d'occultation pendant les observations ESPaDOnS et K2. Si le champ magnétique croît d'un facteur 3, ou si le taux d'accrétion de masse décroît d'un facteur 8, le rayon magnétosphérique atteindrait celui de sublimation de la poussière, créant une déformation du disque de type dipper, occultant ainsi l'étoile. Je peux en conclure que ces épisodes de type UXOr observés de manière régulière sur le long terme sont induits par une combinaison de poussières circumstellaires proches de l'étoile et par une géométrie particulière sous laquelle est observée HQ Tauri.

Pour conclure sur HQ Tauri, je dirais que cet objet est une étoile fascinante, montrant une accrétion magnétosphérique similaire aux TTs de faible masse, mais avec des caractéristiques indiquant une évolution plus avancée.

### 4.3.2 V807 Tauri

V807 Tauri est classée comme un dipper, stable et périodique, à partir de la courbe de lumière K2, ce qui a mené à sélectionner cette source pour cette campagne d'observation avec ESPaDOnS au CFHT. En effet, ce type de dips est caractéristique du processus d'accrétion magnétosphérique, le phénomène central de cette étude.

Ce que je dénomme "V807 Tauri" est en fait la primaire de ce système triple, pour laquelle les compagnons n'influencent pas mes observations. Il s'agit d'une CTTS de faible masse ( $0.72 M_{\odot}$ ) de type spectral K7 complètement convective. Sa courbe de lumière K2 montre des dips d'une amplitude approximative de 10%, avec une période très stable de 4.38 jours. Comme ces dips sont classiquement attribués à une occultation par de la matière se trouvant au rayon de corotation (voir Section 2.4), je peux supposer que cette période correspond à la période de rotation de l'étoile. Cela est confirmé par la modulation de la vitesse radiale produite par la présence d'une tache à la surface stellaire, dont la

période est cohérente avec celle des dips. De plus, la spectropolarimétrie a révélé également une modulation du  $B_l$  sur cette période, ce qui me permet d'affirmer que la matière qui occulte l'étoile et provoque ces dips doit se situer proche du rayon de corotation. J'ai donc établi une éphéméride pour cet objet en utilisant cette période et en choisissant une origine de temps de manière à obtenir le minimum photométrique à la phase 0.5.

Les raies d'émission les plus intenses du spectre de V807 Tauri,  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et  $H\gamma$ , sont caractéristiques des TTSs accrétantes. En utilisant leur flux, j'ai pu déterminer un taux d'accrétion de masse de  $\sim 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , mais c'est surtout leur forme qui rappelle celle des raies d'émission observées dans d'autres dippers tels que AA Tauri (Bouvier et al., 2007, 2003) et LkCa15 (Alencar et al., 2018), qui possèdent un taux d'accrétion de masse similaire. L'intensité de l'aile rouge de ces raies, qui s'étend jusqu'à environ  $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , montre une modulation sur la période de rotation stellaire. Cela est caractéristique d'une colonne d'accrétion en corotation avec l'étoile croisant périodiquement la ligne de visée.

Une telle structure connectant le disque à l'étoile doit dissiper l'énergie cinétique accumulée lors de son contact avec la surface stellaire, ce qui produit un choc d'accrétion et donc une tache chaude à la surface (voir Section 2.3). La composante étroite de la raie He I à 587.6 nm est connue comme un traceur de cette tache chaude car elle est formée dans la région post-choc d'accrétion (Beristain et al., 2001). L'étude de cette composante montre que son intensité ainsi que sa vitesse sont toutes deux modulées avec une période cohérente avec celle de la rotation de l'étoile, appuyant ainsi l'hypothèse de la présence d'une tache chaude à la surface de l'étoile. À l'aide de la méthode décrite dans la Section 3.2.7, j'ai pu déterminer la présence d'une tache chaude faisant face à l'observateur à la phase 0.55 et située à une latitude d'environ  $70^\circ$ . Par ailleurs, cette étude a également mené à une vitesse de  $9.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  dans la région post-choc d'accrétion, cohérente avec les modèles de Matsakos et al. (2013).

Cette position pour le choc d'accrétion est confirmée indépendamment par l'analyse ZDI. La carte de brillance révèle une structure brillante s'étendant des phase 0.5 à 0.8, et des latitudes  $50^\circ$  à  $75^\circ$ . La topologie magnétique résultante de l'ajustement des profils LSD de Stokes V montre un champ magnétique principalement poloïdal dominé par une composante dipolaire dont le pôle se situe à la phase 0.7 et à la latitude  $50^\circ$ . Le pôle de la composante dipolaire à grande échelle qui interagit avec le disque semble donc associée à la tache chaude observée. Cependant, les profils  $H\gamma$  montrent des profils IPC aux phases 0.26 et 0.34, ce qui laisse suggérer que plusieurs colonnes d'accrétion passent sur la ligne de visée durant le cycle de rotation de l'étoile. La forme des dips de la courbe de lumière K2 peut par ailleurs refléter ce phénomène. La Figure 4.31 montre la courbe de lumière avec une numérotation des dips. Il est possible de classer les dips observés en 4 catégories faisant chacune appel à une structure de colonne d'accrétion différente. La première correspond aux dips larges et moins profonds (numéros 2, 5, 11 et 14), représentant le passage d'une colonne d'accrétion diluée sur un large azimuth. La seconde regroupe les dips eux-même composés de plusieurs dips fins de profondeurs variables (numéros 12 et 16), expliqués par une large colonne d'accrétion qui se sépare en plusieurs bras à l'approche du rayon de corotation. La troisième catégorie correspond aux dips fins et peu profonds précédés par une autre diminution du flux (numéros 8 et 9), explicable par une colonne d'accrétion séparée en deux bras distincts au rayon de corotation. Enfin la quatrième catégorie correspond aux dips simples et étroits attendus pour une colonne d'accrétion unique (numéros 3, 4, 6, 17 et 19). La Figure 4.31 montre schématiquement les 4 cas évoqués.

La valeur du  $B_l$  à partir de la composante étroite de la raie d'He I, représentative de celle dans le choc d'accrétion, atteint 2 kG. Cependant on ne peut déduire la topologie

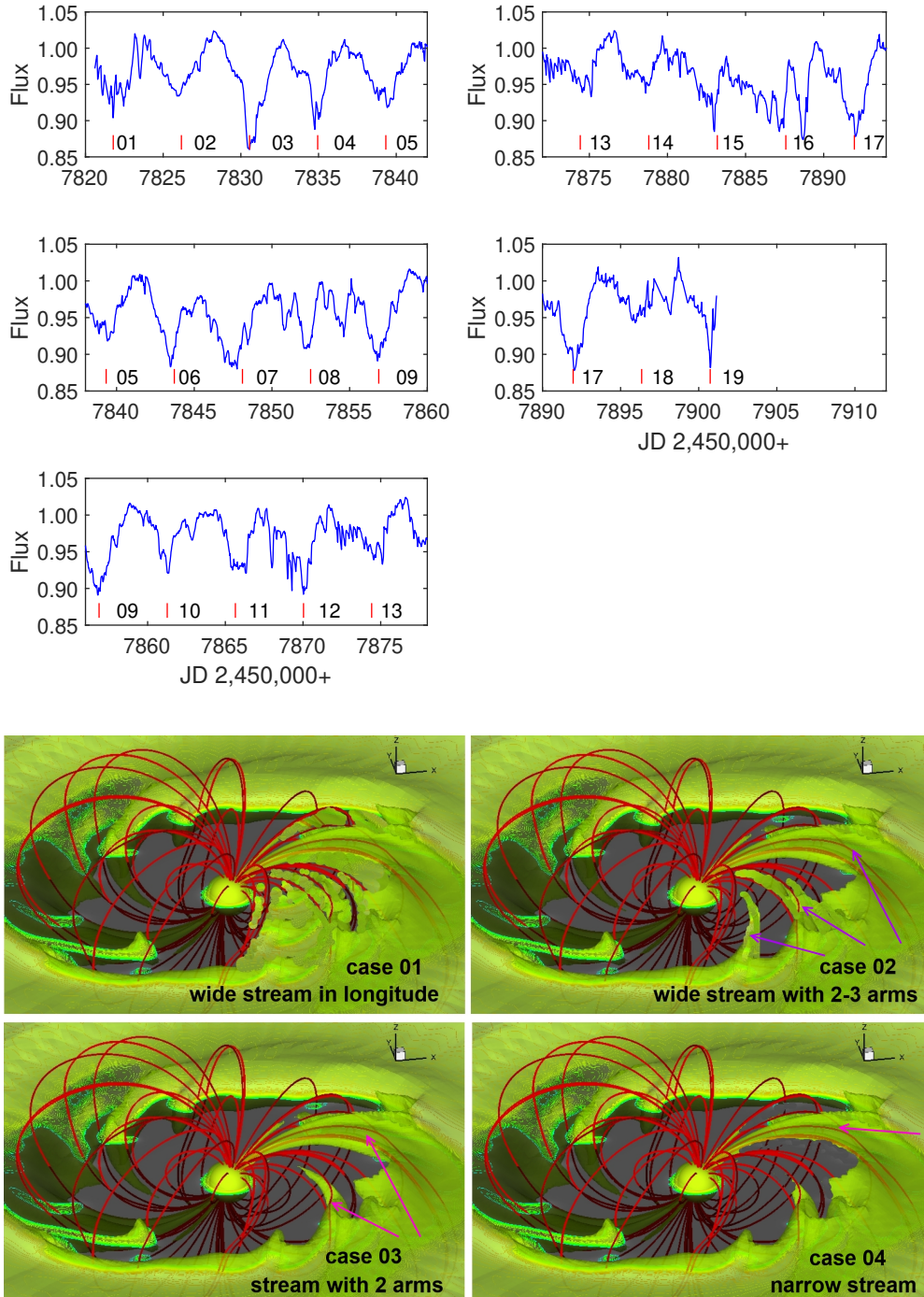


FIGURE 4.31 – *Haut* : courbe de lumière K2 séparée en section de 5 dips numérotés, chaque section se recouvre d'un dips. *Bas* : représentation schématique des origines des 4 formes de dips observées (voir texte). Adaptée des simulations de [Romanova et al. \(2013\)](#)

du champ magnétique uniquement à partir de cette grandeur, elle ne représente qu'une limite maximum de la composante dipolaire car elle inclut également la composante octupolaire. En revanche, je peux utiliser le fait que la période des dips est cohérente avec la période de rotation stellaire pour supposer que le rayon magnétosphérique se situe proche de celui de corotation  $r_{cor} = 5.8 \pm 0.4 R_{\star}$ . Ainsi, en inversant l'expression de [Besolaz et al. \(2008\)](#) du rayon magnétosphérique, on obtient une valeur  $B_{dipole} \sim 550$  G pour la composante dipolaire au pôle, ce qui est cohérent avec la limite de 2 kG estimée.

Même si les propriétés observées de V807 Tau sont bien celles d'un dipper, l'inclinaison du système semble incompatible. En effet, la plupart des dippers sont observés à forte inclinaison ([McGinnis et al., 2015](#)), ce qui est une condition nécessaire au passage de la déformation du disque interne (warp) sur la ligne de visée ([Bodman et al., 2017](#)). Cependant, la première estimation que j'ai faite à partir de la période de rotation, du vsini et du rayon stellaire mène à  $i = 41 \pm 10^{\circ}$ . Ma mesure indépendante à partir de ZDI mène quant à elle à  $i = 53 \pm 5^{\circ}$ . Cette valeur modérée de l'inclinaison explique probablement l'absence de profils IPC profonds comme observés dans d'autres dippers plus inclinés. Cela explique également pourquoi les dips de V807 Tau sont peu profonds, environ 0.1 mag contre 1.5 mag pour AA Tauri ( $i \sim 75^{\circ}$ ) par exemple ([Bouvier et al., 1999](#)). En revanche, une déformation du disque montant assez haut au-dessus du disque pour produire des dips, même peu profonds, à une inclinaison modérée reste à investiguer. Le rayon de sublimation de la poussière pour ce système s'élève à  $3.7 \pm 0.5 R_{\star}$  (voir l'équation de [Monnier & Millan-Gabet, 2002](#)), indiquant la présence de poussières au rayon de corotation. Il est possible pour la poussière de survivre dans la colonne d'accrétion, cela a été évoqué pour expliquer les dips peu profonds des TTSs de l'amas NGC 2264 ([Stauffer et al., 2015](#)), et étudié par [Nagel & Bouvier \(2020\)](#) à l'aide de modèles de sublimation de la poussière. Si la poussière survit assez haut pour croiser la ligne de visée, cela pourrait expliquer le comportement de V807 Tauri.

En conclusion, V807 Tauri avait été choisie pour ses dips, classiquement interprétés comme des occultations par une déformation du disque interne, elle-même induite par la colonne d'accrétion au rayon magnétosphérique. Même si toutes les propriétés de cet objet permettent l'existence d'une telle déformation, en supposant un modèle très simpliste, son inclinaison ne devrait pas nous permettre de voir des dips dans la courbe de lumière. Cette étude nous a donc amené à proposer un modèle raffiné, plus complexe que le premier modèle, mais probablement plus proche de la réalité, pour expliquer l'origine de ces dips, en restant dans le paradigme d'accrétion magnétosphérique.

## 4.4 Papiers publiés

Cette section inclut les 2 articles que j'ai rédigés concernant les deux objets décrits dans ce chapitre. Ces études ont toutes deux été publiées, ou acceptées, pour publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics*.

# Magnetospheric accretion in the intermediate-mass T Tauri star HQ Tauri<sup>★</sup>

K. Pouilly<sup>1</sup>, J. Bouvier<sup>1</sup>, E. Alecian<sup>1</sup>, S. H. P. Alencar<sup>2</sup>, A.-M. Cody<sup>3</sup>, J.-F. Donati<sup>4</sup>, K. Grankin<sup>5</sup>, G. A. J. Hussain<sup>6</sup>,  
L. Rebull<sup>7</sup>, and C. P. Folsom<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: kim.pouilly@univ-grenoble-alpes.fr

<sup>2</sup> Departamento de Física – ICEx – UFMG, Av. Antônio Carlos 6627, 30270-901 Belo Horizonte, MG, Brazil

<sup>3</sup> Bay Area Environmental Research Institute, 625 2nd St Ste. 209, Petaluma, CA 94952, USA

<sup>4</sup> Univ. de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 avenue Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>5</sup> Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea 298409, Ukraine

<sup>6</sup> European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany

<sup>7</sup> Infrared Science Archive (IRSA), IPAC, California Institute of Technology, 1200 E. California Blvd, MS 100-22, Pasadena, CA 91125, USA

Received 3 April 2020 / Accepted 3 August 2020

## ABSTRACT

**Context.** Classical T Tauri stars are pre-main sequence stars surrounded by an accretion disk. They host a strong magnetic field, and both magnetospheric accretion and ejection processes develop as the young magnetic star interacts with its disk. Studying this interaction is a major goal toward understanding the properties of young stars and their evolution.

**Aims.** The goal of this study is to investigate the accretion process in the young stellar system HQ Tau, an intermediate-mass T Tauri star ( $1.9 M_{\odot}$ ).

**Methods.** The time variability of the system is investigated both photometrically, using *Kepler*-K2 and complementary light curves, and from a high-resolution spectropolarimetric time series obtained with ESPaDOnS at CFHT.

**Results.** The quasi-sinusoidal *Kepler*-K2 light curve exhibits a period of 2.424 d, which we ascribe to the rotational period of the star. The radial velocity of the system shows the same periodicity, as expected from the modulation of the photospheric line profiles by surface spots. A similar period is found in the red wing of several emission lines (e.g., H $\alpha$ , CaII, NaI), due to the appearance of inverse P Cygni components, indicative of accretion funnel flows. Signatures of outflows are also seen in the line profiles, some being periodic, others transient. The polarimetric analysis indicates a complex, moderately strong magnetic field which is possibly sufficient to truncate the inner disk close to the corotation radius,  $r_{\text{cor}} \sim 3.5 R_{\star}$ . Additionally, we report HQ Tau to be a spectroscopic binary candidate whose orbit remains to be determined.

**Conclusions.** The results of this study expand upon those previously reported for low-mass T Tauri stars, as they indicate that the magnetospheric accretion process may still operate in intermediate-mass pre-main sequence stars, such as HQ Tauri.

**Key words.** stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be – stars: pre-main sequence – accretion, accretion disks – stars: magnetic field – stars: individual: HQ Tau – starspots

## 1. Introduction

Classical T Tauri stars (cTTs) are young stellar objects still surrounded by an accretion disk. They possess a strong magnetic field that truncates the inner disk at a distance of a few stellar radii above the stellar surface and drives accretion through funnel flows, a process referred to as magnetospheric accretion (see reviews in, e.g., Bouvier et al. 2007a; Hartmann et al. 2016). The kinetic energy of the infalling material is dissipated in a shock at the stellar surface, creating a localized hot spot. The star-disk interaction takes place within 0.1 au or less, a scale hardly resolved by current interferometers. An alternative approach to study this compact region is to monitor the variability of the system through contemporaneous photometric, spectroscopic, and spectropolarimetric observing campaigns focused on specific targets. Over the past decade, our group has reported

several such studies (e.g., Bouvier et al. 2007b; Donati et al. 2007, 2019; Alencar et al. 2012, 2018).

This new study focuses on HQ Tau (RA = 04h35m, Dec. = +22°50'), a  $1.9 M_{\odot}$  T Tauri star located in the Taurus star forming region at a distance of 159 pc (Gaia Collaboration 2018). The system is moderately bright ( $V \approx 12.5$ ; Norton et al. 2007), has a K0-K2 spectral type (Nguyen et al. 2012; Herczeg & Hillenbrand 2014), and is so far considered as single (Pascucci et al. 2015, but see Sect. 4 below). From the SuperWASP campaign, Norton et al. (2007) measured a light curve modulation with a peak-to-peak amplitude of about 2 mag in the V-band and a period of 2.4546 days. Rodriguez et al. (2017) analyzed a 9 yr long KELT light curve of the system and reported several long-duration, non-periodic dimming events with an amplitude of about 1.5 mag and lasting for weeks to months, which led them to classify this object as UXor-like (Grinin 1992). Nguyen et al. (2012) derived a radial velocity of  $16.65 \pm 0.11 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v \sin i$  of  $48 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ , and a 10% width of the H $\alpha$  line profile of  $442 \pm 93 \text{ km s}^{-1}$ , indicative of ongoing accretion onto the star (see also Duchêne et al. 2017). Simon et al. (2016) measured  $EW(H\alpha) = 2.22 \text{ \AA}$ , from which they

<sup>★</sup> Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated 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.

derived a mass accretion rate of  $\dot{M}_{\text{acc}} = 2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . More recently, from high-resolution ALMA observations, Long et al. (2019) derived an inclination of  $53.8 \pm 3.2^{\circ}$  for the circumstellar disk on a scale of  $\sim 25$  au. HQ Tau is the cTTs with the faintest disk of their Taurus sample in the mm range, and they report a depletion of dust toward the inner regions, perhaps indicative of an unresolved inner disk cavity. Akesson et al. (2019) similarly derived a low disk mass  $M_d = 0.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$  and mm flux compared to single young stars of similar mass.

We resolved to launch a monitoring campaign on this object as a representative of intermediate-mass T Tauri stars (IMTTs), having a mass at the upper range of cTTs. Moreover, its K2 light curve exhibits a clear and smooth periodicity, which makes this target amenable to the variability approach developed here. Our main goal is to investigate whether the magnetospheric accretion process, which seems to be quite common among low-mass T Tauri stars applies as well to the intermediate-mass range. In Sect. 2, we describe the photometric and spectropolarimetric datasets used in this study. In Sect. 3, we present the results of the analysis, which includes deriving stellar parameters and investigating the photometric, spectral, and polarimetric variability. We discuss the results in Sect. 4, where we provide a framework for their interpretation. We also report long-term radial velocity variations, which indicate that the system is a spectroscopic binary. We conclude on the presence of the magnetospheric accretion process in this young system of the intermediate-mass group in Sect. 5.

## 2. Observations

We briefly describe here the origin of the photometric and spectropolarimetric observations that were obtained during the HQ Tau campaign. We also describe how they were processed.

### 2.1. Photometry

HQ Tau (EPIC 247583818) was observed by *Kepler*-K2 during Campaign 13, which took place over 80 days from March 8, 2017 to May 23, 2017. The observations were performed in a broad band filter (420–900 nm) with measurements taken at a cadence of 30 minutes. The K2 light curve was reduced by A.-M. Cody (Cody & Hillenbrand 2018) and we used the PDC version in this work.

Additional photometric observations of HQ Tau were secured in the Johnson’s  $VR_JI_J$  filters at the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) from December 22, 2016 to February 15, 2018, on the AZT-11 1.25m telescope equipped with the CCD camera ProLine PL23042. CCD images were bias subtracted and flat-field corrected following a standard procedure. We performed differential photometry between HQ Tau and a non-variable, nearby comparison star, 2MASS J04361769+2247125, whose brightness and colors in the Johnson system are 10.16 ( $V$ ), 1.61 ( $V - R_J$ ), and 2.98 ( $V - I_J$ ). A nearby control star of similar brightness, 2MASS J04362344+2252171, was used to verify that the comparison star was not variable. It also provided an estimate of the photometric rms error in each filter, which amounts to 0.010, 0.012, and 0.011 in the  $VR_JI_J$  bands, respectively.

### 2.2. Spectroscopy and spectropolarimetry

High-resolution optical spectropolarimetry was obtained for HQ Tau using the Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars (ESPaDOs; Donati 2003) at the Canada-

**Table 1.** Journal of ESPaDOs observations.

Date (2017)	HJD (2 450 000+)	S/N	S/N <sub>LSD</sub>	$\phi_{\text{rot}}$
28 Oct	8054.93481	165	687	0.349
29 Oct	8055.92519	180	776	0.757
30 Oct	8056.97501	156	656	1.190
31 Oct	8057.91808	121	482	1.579
01 Nov	8058.99693	170	655	2.024
02 Nov	8060.01605	180	784	2.445
03 Nov	8060.98848	191	842	2.846
04 Nov	8061.91652	204	923	3.229
05 Nov	8063.04627	169	724	3.695
07 Nov	8064.96108	192	835	4.485
08 Nov	8065.92044	140	432	4.881
08 Nov	8065.96526	153	609	4.899
08 Nov	8066.08352	180	761	4.948
09 Nov	8066.88036	174	712	5.277

**Notes.** The columns list the date of observation, the heliocentric Julian date, the S/N by spectral resolution element at 731 nm, the effective S/N of the Stokes  $V$  LSD profiles, and the rotational phase.

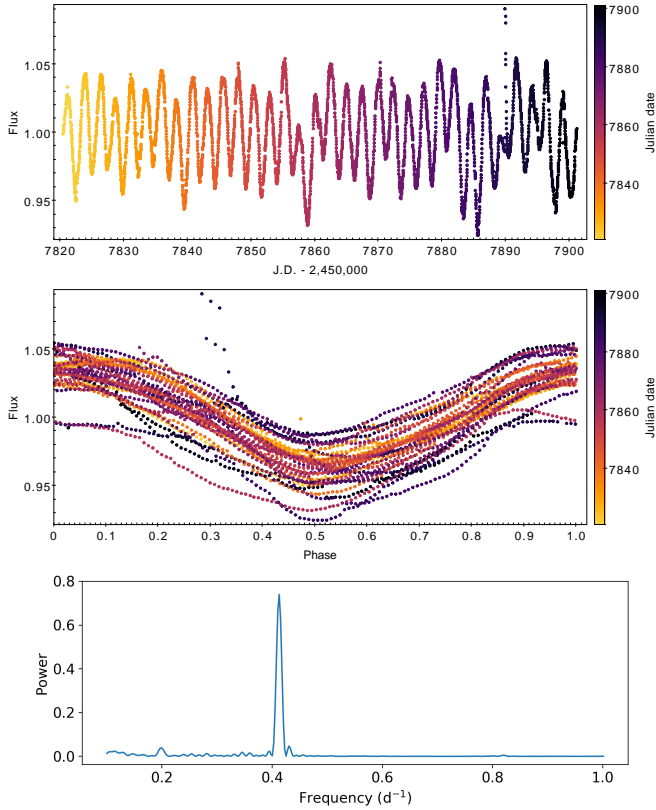
France-Hawaii Telescope (CFHT) between October 28, 2017 and November 9, 2017. We obtained 14 spectra covering the 370–1000 nm range at a resolution of 68 000, reaching an S/N from 120 to 200 at 731 nm. Each observation consists in the combination of 4 individual spectra taken in different polarization states. All the data were reduced using the Libre-ESPRIT package (Donati et al. 1997), which provides an intensity Stokes  $I$  spectrum and a polarized Stokes  $V$  spectrum for each observation. The reduced spectra were normalized using a polynomial fit over selected continuum points (see Folsom et al. 2016), which produces a flat continuum, and simultaneously accounts for the spectral order overlap. The journal of observations is provided in Table 1.

## 3. Results

We describe in the following subsections the analysis of photometric, spectral, and spectropolarimetric variations observed in the HQ Tau system. We also derive the system’s fundamental properties.

### 3.1. Photometric variability

The 80 day-long detrended *Kepler*-K2 light curve of HQ Tau is shown in Fig. 1. It exhibits clear periodic modulation. A Lomb-Scargle periodogram analysis (Scargle 1982; Press & Rybicki 1989) yields a period  $P = 2.424$  d, where the period estimate is derived from a Gaussian fit to the periodogram’s main peak, with an associated false alarm probability (FAP) of less than  $10^{-4}$ , computed following the Baluev (2008) approximation. Assuming that the formal error on the period is measured as the  $\sigma$  of the Gaussian fit (VanderPlas 2018), it would amount to 0.028 d. However, when the K2 light curve is folded in phase, it is clear that the phase coherency between the first and last minima is lost, meaning that their location differs by at least 0.05 in phase, as soon as the period is varied by more than 0.002 d. We therefore use this empirical estimate as the true error on the period. The light curve folded in phase with this period (see Fig. 1) displays a stable, sinusoidal-like pattern with a nearly constant amplitude, which we ascribe to the modulation of the stellar flux by a cool



**Fig. 1.** *Top:* HQ Tau’s detrended *Kepler* K2 light curve. Low frequency variations have been removed from the original light curve shown in Fig. 2. The spike appearing at J.D. 2 457 890.0 is presumably an instrumental defect. *Middle:* HQ Tau’s light curve folded in phase with  $P = 2.424$  d. The origin of phase is taken as JD 2 457 823.81 to correspond to the epoch of maximum brightness. *Bottom:* lomb-Scargle periodogram obtained from HQ Tau’s *Kepler* K2 light curve.

surface spot (Herbst et al. 1994). We therefore assume the photometric period  $P = 2.424 \pm 0.002$  d is the rotational period of the star. This period is consistent with the  $P_1 = 2.42320$  d period found by Rebull et al. (2020) whose work also highlighted a secondary period  $P_2 = 5.02495$  d. We do see a secondary peak in the periodogram of the detrended light curve at a period of  $5.04 \pm 0.13$  d, with a FAP of less than  $10^{-4}$  (see Fig. 1). We argue below that HQ Tau is probably a binary system, and we cannot exclude that the secondary period is to be associated with the rotation period of the companion.

Figure 2 shows the full HQ Tau light curve over 2 epochs, from December 2016 to March 2018, including the K2, before detrending, and CrAO datasets, as well as publicly available photometry from the ASAS-SN and AAVSO surveys. The K2 light curve was rescaled to the 7 CrAO measurements taken contemporaneously. The normalized K2 fluxes were thus converted to magnitudes applying a 12.3 mag zero-point offset. Over the time frame where they overlap, the amplitude of the K2 light curve appears somewhat smaller than that of the *V*-band CrAO light curve, presumably reflecting the longer effective wavelength of the K2 wide-band filter. Interestingly, the low-frequency part of the K2 light curve, most notably the brightness “bump” seen over its first part, is recovered over the slightly overlapping parts of the CrAO and ASAS-SN light curves, which indicates intrinsic longer term variations superimposed onto the spot modulation.

Photometric data points were also available from the ASAS-SN survey (Jayasinghe et al. 2019). HQ Tau was observed in

both the *V*-band and *g*-band filters during this period. Taking advantage of the overlap between the *V*- and *g*-band light curves, the *g*-band measurements were arbitrarily shifted by  $-0.8$  mag in order to match the *V*-band ones. The resulting ASAS-SN light curve contains a few measurements during the first half of the ESPaDOnS observations and many additional measurements before and after the run was completed. It thus provides an estimate of the amount of variability the source exhibited at the time of the spectroscopic observations, performed about 6 months after the K2 monitoring. Overall, it suggests relatively mild variability at this epoch, amounting to about 0.2 mag in amplitude in the *V*-band. A significant dimming event, which lasted for about a month just prior to the start of the spectroscopic observations had apparently ceased by the time of the ESPaDOnS measurements. We notice, however, that the mean flux level was changing over the spectroscopic run, with the source being about 0.3 mag brighter toward the end of the run. Both the amplitude of variability and the low-frequency variations are not unlike those seen in the spot-driven K2 light curve obtained several months earlier. This suggests that at the time of the ESPaDOnS observations, the source was in a state of relatively mild periodic variability, and probably not in a drastic dipper state as reported at some other epochs by Rodriguez et al. (2017), in spite of the occurrence of a recent dimming event.

Indeed, we verified that the ASAS-SN *g*-band and *V*-band datasets restricted to the 7 days following the ESPaDOnS run (JD 2 458 067.8–2 458 073.7) exhibit a smoothly varying light curve consistent with a period of 2.424 days when folded in phase. Using the same epoch for the origin of phase as for the K2 light curve above (i.e., JD 2 457 823.81), we find that the photometric minimum of the ASAS-SN dataset occurs around phase  $\sim 0.56$ , which we estimated by interpolating the two lowest photometric measurements occurring at phase 0.47 and 0.66, respectively. Hence, the ASAS-SN photometric minimum is not far from phase 0.50 of the K2 photometric minimum, the slight difference being easily accounted for by the 0.002 d uncertainty on the K2 period. The near conservation of phase over the 155 day-long temporal gap stretching between the end of the K2 observations and the beginning of the ESPaDOnS run suggests the modulation results from a long lived, relatively stable spot structure. For the rest of the paper, we thus use the following ephemeris:

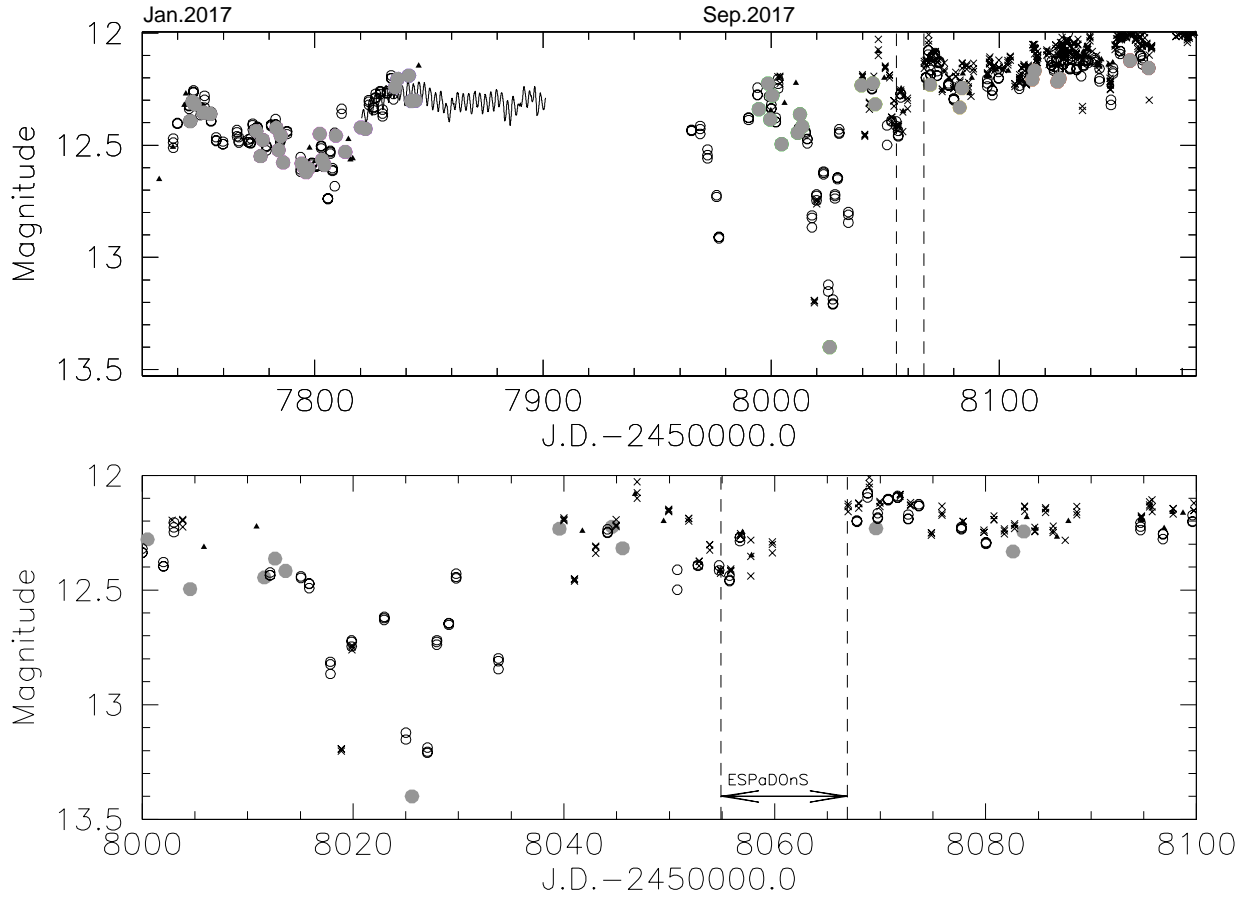
$$\text{HJD}(d) = 2\,457\,823.81 + 2.424E, \quad (1)$$

where  $E$  is the rotational phase of the system.

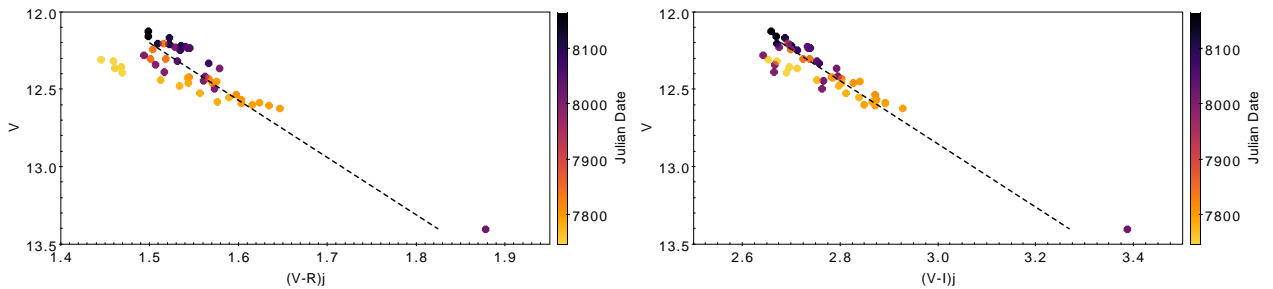
Color variations associated to the brightness changes are shown in Fig. 3. In both the  $(V - R)_j$  and  $(V - I)_j$  colors, the source becomes redder when fainter. The color slope of the small scale variations likely results from spot modulation (Herbst et al. 1994; Venuti et al. 2015). A single deep faintening event was recorded on JD 2 458 025.6 in the  $VR_I I_j$  filters of the CrAO dataset, and is confirmed by the single-filter ASAS-SN light curve (see Fig. 2). The color plot shows that as the brightness decreased by about 1.2 mag in the *V*-band, the system became much redder, with a color slope close to that expected for extinction by ISM-like grains. This suggests that the dimming event was caused by circumstellar dust crossing the line of sight.

### 3.2. Stellar parameters

We used the ESPaDOnS high resolution spectra to derive HQ Tau’s stellar parameters, namely effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ), and the radial ( $V_r$ ), rotational ( $v \sin i$ ), and microturbulent ( $v_{\text{mic}}$ )



**Fig. 2.** HQ Tau’s  $V$ -band light curve. CrAO measurements are shown as filled grey circles, the K2 light curve as a continuous line, AAVSO measurements as filled triangles, and the ASAS-SN rescaled  $g$ - and  $V$ -band datasets as crosses and open circles, respectively. The *upper panel* shows the light curve over 2 observing seasons while the *lower one* displays the photometric variability of the source around the CFHT/ESPaDONs observations.



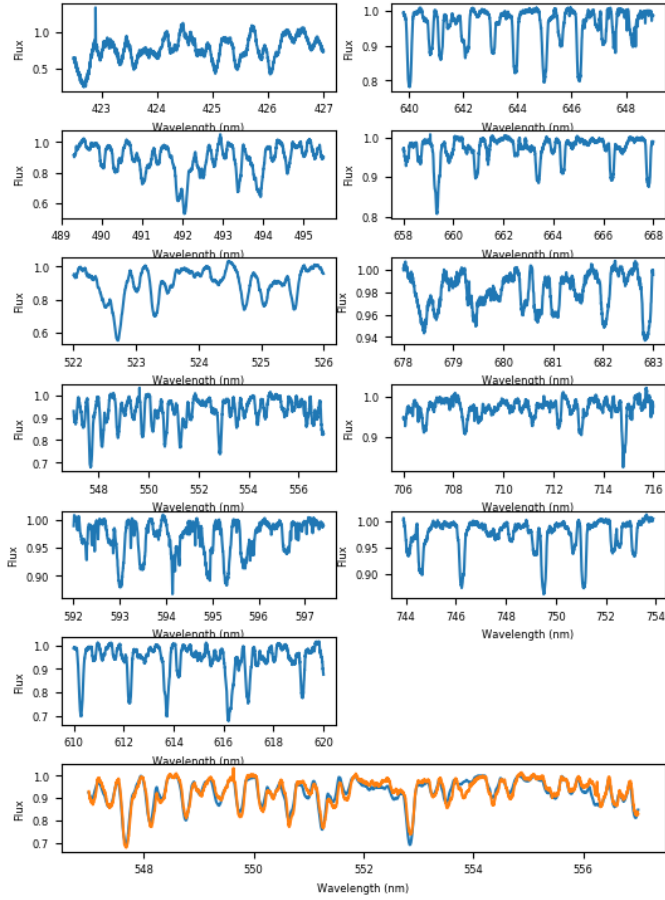
**Fig. 3.** Color-magnitude plots from CrAO  $VR_J I_J$  photometry. *Left:*  $(V - R)_J$  vs.  $V$ . *Right:*  $(V - I)_J$  vs.  $V$ . The source gets redder when fainter. The dashed line is the expected reddening line for ISM extinction. The photometric measurements are color-coded by Julian date to distinguish the 2 observing seasons: lighter points correspond to the first epoch, darker points to the second one (see Fig. 2). We note that the deep faintening event of about 1.2 mag in the  $V$ -band is accompanied by a strong reddening of the system.

velocities. We averaged the 14 ESPaDONs spectra gathered during the campaign and fit synthetic spectra calculated with the ZEEMAN code (Landstreet 1988; Wade et al. 2001; Folsom et al. 2012) based on MARCS stellar atmosphere grids (Gustafsson et al. 2008), VALD line lists (Ryabchikova et al. 2015), and including the same oscillator strength corrections as those used in Folsom et al. (2016). We explored a range of  $T_{\text{eff}}$ ,  $v \sin i$ ,  $V_r$ , and  $v_{\text{mic}}$ , and obtained the best fit to HQ Tau’s mean spectrum through a  $\chi^2$  minimization procedure using a Levenberg-Marquardt algorithm (see Folsom et al. 2013). The fit was performed on 11 independent spectral windows spanning the range from 422 to 754 nm, each with a width ranging from 4 to 10 nm. Each win-

dow contains well resolved, relatively unblended photospheric lines, and is devoid of emission features. The spectral windows are shown in Fig. 4.

In order to derive the stellar properties from spectral fitting, we first fixed the macroturbulent velocity to  $2 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\log g$  to 4.0, and assumed solar metallicity, in other words, values that are typical of low-mass PMS stars in the solar neighborhood (Padgett 1996; James et al. 2006; Santos et al. 2008; Taguchi et al. 2009; D’Orazi et al. 2011). An example of the resulting fit is shown in Fig. 4. Once stellar parameters were obtained for each spectral window, we averaged them and computed the rms dispersion, and then removed the windows that yielded results





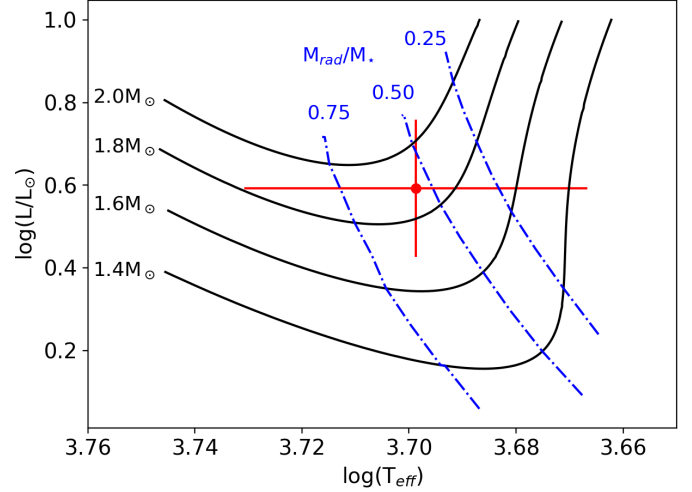
**Fig. 4.** Upper six rows: spectral windows selected from HQ Tau’s mean ESPaDOnS spectrum to derive stellar parameters. Bottom row: as an example, HQ Tau’s mean spectrum (blue) fitted with a ZEEMAN synthetic spectrum (orange) in the 547–557 nm window.

beyond  $1\sigma$  from the mean value. Usually, between 3 or 4 windows were thus rejected. We thus derive  $T_{\text{eff}} = 4997 \pm 160$  K,  $v \sin i = 53.9 \pm 0.9$  km s $^{-1}$ ,  $V_r = 6.64 \pm 0.71$  km s $^{-1}$ , and  $v_{\text{mic}} = 1.4 \pm 0.2$  km s $^{-1}$ . The  $T_{\text{eff}}$  of 4997 K we derive is consistent with a spectral type K0-K1 according to Pecaut & Mamajek (2013) conversion scale.

We next obtained an estimate of HQ Tau’s luminosity, based on its 2MASS  $J$ -band magnitude ( $J = 8.665 \pm 0.024$ , Skrutskie et al. 2006), using the *Gaia* parallax ( $\pi = 6.304 \pm 0.213$  mas, *Gaia* Collaboration 2018). Extinction was computed from the  $(V - J)$  color excess, using intrinsic colors from Pecaut & Mamajek (2013), which yields  $A_V = 2.60 \pm 0.1$  mag and  $A_J = 0.73 \pm 0.03$  mag, consistent with the value found by Herczeg & Hillenbrand (2014). We applied bolometric corrections from Pecaut & Mamajek (2013), and obtained  $L_\star = 3.91 \pm 0.65 L_\odot$ , and  $R_\star = 2.64 \pm 0.31 R_\odot$ .

We then plotted HQ Tau in an Hertzsprung-Russell (HR) diagram and used a grid of CESTAM evolutionary models (Marques et al. 2013; Villeda-Brun et al. 2019) to derive its mass and internal structure (see Fig. 5). From bilinear interpolation in model grids, we obtain  $M_\star = 1.87^{+0.21}_{-0.55} M_\odot$ , and an age of  $\sim 2$  Myr. According to evolutionary models, the star, is partly radiative with  $M_{\text{rad}} = 0.55^{+0.35}_{-0.55} M_\star$  and  $R_{\text{rad}} = 0.51^{+0.14}_{-0.51} R_\star$ , where  $M_{\text{rad}}$  and  $R_{\text{rad}}$  are the mass and radius of the radiative core, respectively.

We find that HQ Tau is a fast rotator with  $v \sin i = 53.9$  km s $^{-1}$ . Combining the stellar radius with the star’s  $v \sin i$



**Fig. 5.** HQ Tau’s position in the HR diagram. The red cross illustrates HQ Tau’s position with corresponding uncertainties. The black curves are the evolutionary tracks from CESTAM PMS models, with the corresponding mass indicated on the left. The blue curves show the position where the radiative core of the star reaches 75%, 50% and 25% of the stellar mass.

and the K2 rotational period, we derive the inclination angle of the rotational axis onto the line of sight,  $i = 75^{+15}_{-17}$  deg, indicative of a highly inclined system.

### 3.3. Spectroscopic properties and variability

We investigate the spectral variability of the system by analyzing the 14 ESPaDOnS spectra taken over 12 nights. Table 2 summarizes radial velocity and line equivalent width measurements.

#### 3.3.1. Radial velocity variations

Radial velocity measurements were obtained by cross-correlating each HQ Tau’s spectrum with the spectrum of a spectral template. We used the ESPaDOnS observations of the Hyades cluster member Melotte 25-151 as a template, a slowly rotating ( $v \sin i = 4.8$  km s $^{-1}$ ) K2-type star with  $V_r = 37.98$  km s $^{-1}$  and  $T_{\text{eff}} = 4920$  K (Folsom et al. 2018), reduced and normalized in the same way as HQ Tau. We computed the cross correlation function (CCF) over 5 spectral windows (542–547, 558–563, 585–587, 608–613, and 639–649 nm), and fit a Gaussian profile to derive the radial velocity difference between HQ Tau and the template. We averaged the results over the 5 spectral windows to get a mean value of  $V_r$  and its rms uncertainty. The results are listed in Table 2 and the radial velocity curve is shown in Fig. 6.

The radial velocity appears to be modulated and a sinusoidal fit yields a period of  $2.48 \pm 0.16$  d using the  $1\sigma$  confidence level on  $\chi^2$  minimization, consistent with the stellar rotation period within uncertainties. We therefore ascribe this modulation to surface spots. The phased radial velocity curve is shown in Fig. 6. Indeed, the sinusoidal fit indicates that the mean radial velocity ( $\langle V_r \rangle = 7.22 \pm 0.27$  km s $^{-1}$ ) occurs around phase 0.6, which is expected when the spot faces the observer (Vogt & Penrod 1983) and is consistent with the photometric minimum of the contemporaneous ASAS-SN light curve. The amplitude of the  $V_r$  modulation amounts to hardly a tenth of the star’s  $v \sin i$ , which suggests it is mostly driven by a large area and high latitude cold spot. We also notice a regular downward drift of  $V_r$  with

**Table 2.** Photospheric radial velocity and equivalent widths of selected emission lines.

HJD (2 450 000+)	$V_r$ (km s <sup>-1</sup> )	$\sigma V_r$	EW (Å)			
			H $\alpha$	H $\beta$	CaII $\lambda$ 8542	CaII $\lambda$ 8662
8054.93481	9.77	0.36	3.25	0.96	1.66	1.42
8055.92519	6.76	0.53	2.40	0.09	1.16	0.96
8056.97501	8.23	0.40	3.18	0.96	1.59	1.36
8057.91808	8.48	0.57	3.84	1.30	1.80	1.63
8058.99693	7.63	0.41	1.77	0.06	1.09	0.94
8060.01605	8.37	0.41	2.88	0.88	1.61	1.46
8060.98848	5.58	0.65	2.05	0.12	1.25	1.17
8061.91652	7.97	0.33	2.96	0.84	1.52	1.46
8063.04627	7.47	0.72	2.64	0.59	1.46	1.31
8064.96108	7.35	0.69	3.91	1.03	1.88	1.65
8065.92044	5.44	0.67	1.36	0.28	0.92	0.82
8065.96526	4.82	0.78	1.37	0.29	0.92	0.91
8066.08352	5.20	0.54	1.64	0.06	1.13	1.05
8066.88036	6.88	0.34	3.37	1.16	1.60	1.46

an amplitude of 2–3 km s<sup>-1</sup> over a timescale of 10 days. We will come back to this feature in Sect. 4.

### 3.3.2. Emission line profiles

We computed residual emission line profiles by subtracting the rotationally broadened photospheric profiles of the template Melotte 25-151 from HQ Tau’s profiles. H $\alpha$ , H $\beta$ , and the CaII infrared triplet (IRT) are the only lines in HQ Tau’s spectrum exhibiting significant emission flux. The 3 lines of the CaII IRT are similar in shape but the line at 866.2 nm may be affected by a hydrogen line of the Paschen series and the line at 849.8 nm exhibited a variation far lower than the other two. We therefore focused on the 854.2 nm component. Figure 7 shows the H $\alpha$ , H $\beta$ , and the selected CaII IRT residual line profiles. The raw line profiles are shown in Fig. A.1.

The H $\alpha$  line profile exhibits high velocity wings to the blue and red sides, up to about 300 km s<sup>-1</sup>. The red wing displays large variability, with at times signs of high velocity redshifted absorptions reaching below the continuum, which are Inverse P Cygni (IPC) profiles. The blue wing also displays significant variability. The H $\beta$  line is dominated by deep IPC signatures extending up to about 300 km s<sup>-1</sup> seen in nearly half of the observations. The CaII line also exhibits strong variability from the line center to its red wing, with however only marginal IPC components below the continuum level.

We computed periodograms in each velocity bin across the line profiles, the result of that is a 2D periodogram for each line, which is shown in Fig. 7. In all 3 lines, a clear periodicity is seen at a frequency of 0.4 d<sup>-1</sup> ( $P = 2.5$  d) with a FAP reaching  $\sim 10^{-4}$  and a typical value of  $\sim 10^{-2}$ , corresponding to the stellar rotational period, extending from the line’s central peak all the way to the red wing. This is a clear indication that the IPC components are modulated by stellar rotation, as expected for funnel flow accretion. We do notice significant power as well at about the same frequency at highly blueshifted velocities ( $\sim -200$  km s<sup>-1</sup>) in the H $\alpha$  profile, which might also be present in the CaII line profile. The peak at a frequency of 0.6 d<sup>-1</sup> is the 1-day alias of the 0.4 d<sup>-1</sup> frequency. It appears clearly here, though at a higher FAP of 0.1, due to the night-to-night sampling of ESPaDOnS spectra.

Figure 8 shows the residual H $\alpha$  and H $\beta$  profiles ordered by day and by phase. The phase ordering illustrates well the periodicity of IPC components: they appear over the 5 rotational cycles covered by the spectral series at specific phases, from 0.69 to 0.02 in both profiles, with a maximum depth around phase 0.90. The depth of the IPC components appears to slightly vary from one rotational cycle to the next, being stronger at phase 4.90 than at phase 2.85 for instance.

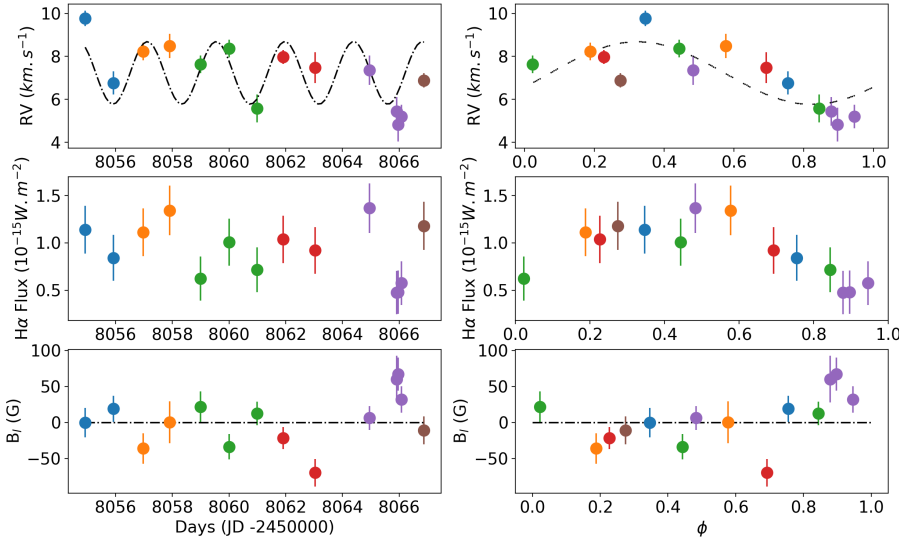
We investigate the relationship between the various components seen in the line profiles by computing correlation matrices (Johns & Basri 1995a; Oliveira et al. 2000; Alencar & Batalha 2002; Kurosawa et al. 2005). Correlation matrices consist of the computation of Pearson’s linear correlation coefficient on line intensity between 2 velocity channels of the same or different line profiles. The coefficient approaches 1 for a strong correlation, 0 for no correlation or  $-1$  for anticorrelated intensity variations. Correlation matrices are shown in Fig. 9.

A strong correlation is seen between velocity channels within the red wing of all profiles, and within the blue wing for H $\alpha$  and CaII. These correlations appear as bright squares in the correlation matrices, located on each side of the line center and extending to high velocities. As discussed above, the strong correlation within the red side of the line profiles is probably related to the periodic appearance of IPC components, which extends from close to the line center up to +300 km s<sup>-1</sup>. Strikingly, little correlation is seen between the red and blue wings of the line profiles, suggesting that their variability is driven by unrelated physical processes, presumably accretion for redshifted velocity channels and outflows for blueshifted ones. Yet, an interesting anti-correlation appears between a restricted range of blueshifted velocity channels, from about  $-130$  to  $-220$  km s<sup>-1</sup>, and the redshifted part of the line profile. This is clearly seen in the H $\alpha$  correlation matrix and also appears in the CaII matrix. This indicates that, as the IPC components appear on the red side of the line profile, the high velocity part of the blue wing becomes more intense, perhaps the signature of an accretion-driven high velocity outflow (e.g., Johns & Basri 1995b).

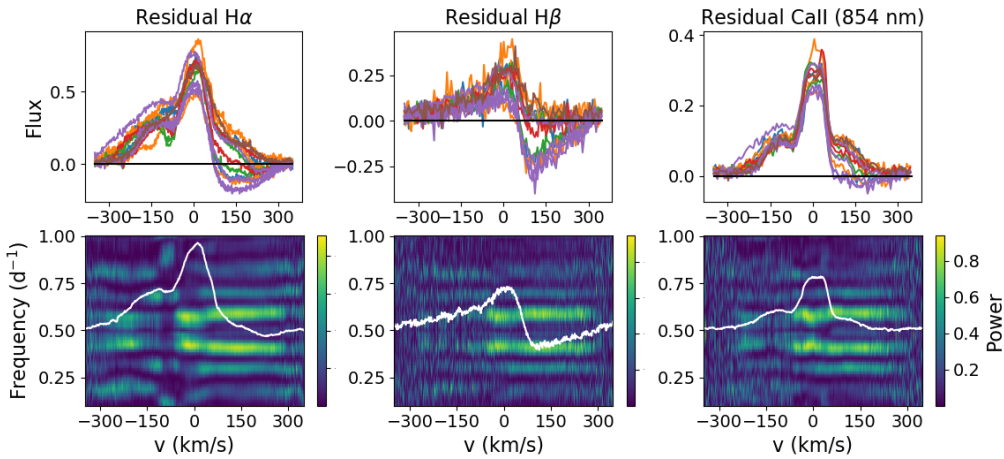
### 3.3.3. The NaI D profile

The NaI doublet is sensitive to wind signatures (Mundt 1984), and can thus help to better understand the accretion-ejection connection. The NaI D lines are seen in absorption in HQ Tau’s spectrum and exhibit significant variability (see Fig. 10). As the two lines of the doublet have similar profiles and behavior, we focus here on the 589.0 nm line (NaI D2), leaving aside the 589.6 nm twin line, which lies at the edge of a spectral order.

Two prominent, relatively narrow, and apparently stable absorption components are seen around the line center. The stable component located at +10 km s<sup>-1</sup> ( $V_{\text{helio}} \simeq 17$  km s<sup>-1</sup>) was previously reported by Pascucci et al. (2015) and ascribed to local interstellar absorption. This narrow and stable absorption component is also present at the same redshifted velocity in all our spectra in the KI 770 nm line profile. We notice however significant variability on both the blue and red sides of this component in the NaI D2 line, over a range of about  $\pm 10$  km s<sup>-1</sup>, which indicates an additional source of variable absorption, linked to the stellar system itself. These transient components are also seen in the KI profile. The second narrow absorption component is blueshifted and located at  $-20$  km s<sup>-1</sup> ( $V_{\text{helio}} \simeq -13$  km s<sup>-1</sup>). This component is also apparent in the NaI D line profile reported in Pascucci et al. (2015), but is not discussed there. CI Tau, which is located only 0.5 degrees away from HQ Tau, does not exhibit this second component, while it



**Fig. 6.** From top to bottom: radial velocity, H $\alpha$  line flux, and average longitudinal magnetic field as a function of Julian date (left) and rotational phase (right). The sinusoidal fit, forced at the K2 photometric period, to radial velocity variations is shown as a black dash-dotted curve in the top panels. The  $B_l = 0$  G line is drawn for reference in the bottom panels.



**Fig. 7.** Top: residual H $\alpha$  (left), H $\beta$  (middle), and CaII 854.2 nm (right) emission lines of HQ Tau spectra. Bottom: corresponding 2D periodograms with the mean profile superimposed as a white curve. The maximum power of the periodogram is in yellow and the minimum in dark blue. The red and blue wings of H $\alpha$  and the red wing of H $\beta$  and CaII, as well as the center of the 3 line profiles, exhibit a periodic modulation at  $f \approx 0.4$  d $^{-1}$ , corresponding to the rotational period of the star. The power seen at  $f \approx 0.6$  d $^{-1}$  is the 1-day alias induced by the observational window.

does display the redshifted one. This suggests the blueshifted narrow absorption component is not due to interstellar cloud absorption. Yet, its narrow width compared to photospheric lines and its stability suggest it is not related to the inner variable system. This component could conceivably be the signature of the distant, cold part of a stellar wind, as discussed in Mundt (1984).

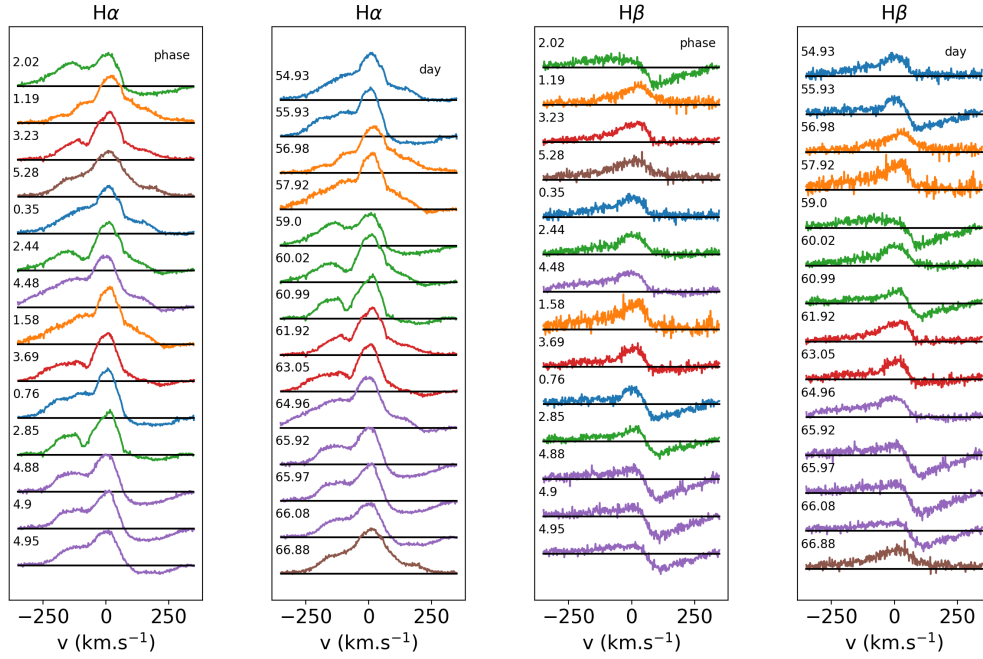
The variability seen across the NaD line profile is relatively complex, with different components. The 2D periodogram shown in Fig. 10 reveals that the red side of the profile, from about +40 to +150 km s $^{-1}$ , varies periodically, at the stellar rotation period. The comparison of successive NaI D2 profiles ordered in phase, shown in Fig. 11, suggests this is due to the appearance of IPC components seen between phase 0.69 and 0.02, as reported above for Balmer and CaII emission lines. In contrast, the variability seen in the blue wing of the line profile is not periodic. Sporadic blueshifted absorption components appear in nearly half of the observations, over velocity channels ranging from about  $-120$  to  $-30$  km s $^{-1}$ . Figure 11 shows the occurrence of deep, high velocity blueshifted absorption components from JD 2 458 060 to 2 458 066 covering velocity channels from about  $-120$  to  $-50$  km s $^{-1}$ , with evidence for a gradual shift in velocity over this timescale. Lower velocity absorption components

are also seen for a couple of days from JD 2 458 056 to 2 458 057 around  $-60$  to  $-30$  km s $^{-1}$ . None of these blueshifted components appear to last over the whole observing period. They appear to be transient phenomena occurring only during specific cycles, are of limited duration, and are not modulated by stellar rotation. These are presumably the signatures of episodic outflows.

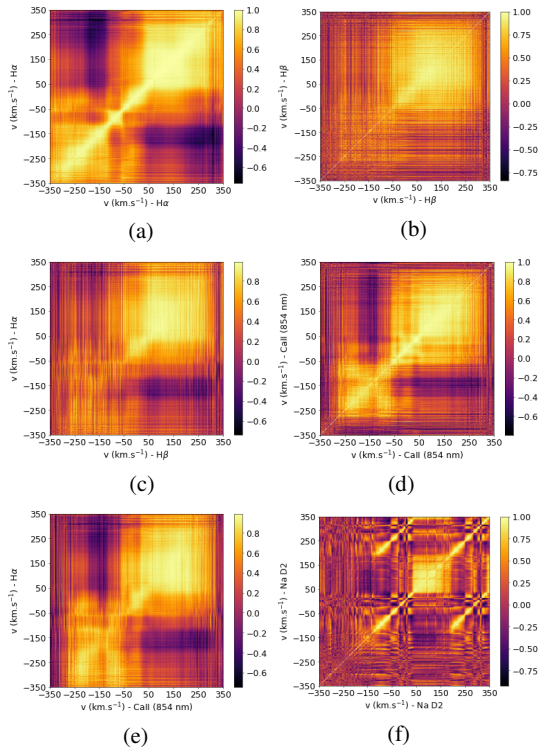
Finally, Fig. 9f presents the correlation matrix of the Na D2 line. It resembles the matrices of the other emission lines in the red part of the profile, being similarly modulated by the IPC components. It does not show any correlated variability in the blue wing, as none is expected from the sporadic, independent outflows components analyzed above.

### 3.3.4. Mass accretion rate

We computed the mass accretion rate using the relationship between the accretion luminosity and the luminosity in the H $\alpha$  residual line (Alcalá et al. 2017). Duchêne et al. (2017) notice that the H $\alpha$  emission line of HQ Tau might not be a good accretion indicator, due to its weakness, though its width and double peaked shape favor an accretion origin. In order to confirm the mass accretion rate values found with H $\alpha$ , we also computed the

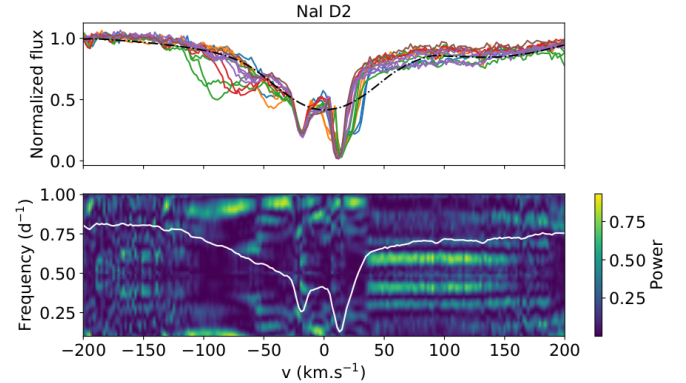


**Fig. 8.** Residual  $H\alpha$  (left panels) and  $H\beta$  (right panels) profiles sorted by rotational phase and by day of observation. The successive rotational cycles are shown by different colors, as in Fig. 6.



**Fig. 9.** Correlation matrices of the line profiles. (a)  $H\alpha$  vs.  $H\alpha$ , (b)  $H\beta$  vs.  $H\beta$ , (c)  $H\beta$  vs.  $H\alpha$ , (d) CaII vs. CaII, (e)  $H\alpha$  vs. CaII, (f) NaD vs. NaD.

mass accretion rate using the  $H\beta$ , and CaII IRT residual lines. The line flux was computed from the line equivalent width as  $F_{\text{line}} = F_0 \cdot EW \times 10^{-0.4m_\lambda}$ , where  $F_{\text{line}}$  is the line flux,  $F_0$  is the reference flux in the selected filter, EW the line equivalent width, and  $m_\lambda$  is the extinction-corrected magnitude of HQ Tau in the selected filter, namely  $R_C$  for  $H\alpha$ ,  $R_I$  for the Ca II IRT, and B for  $H\beta$ . The line luminosity is then derived from  $L_{\text{line}} = 4\pi d^2 F_{\text{line}}$ ,



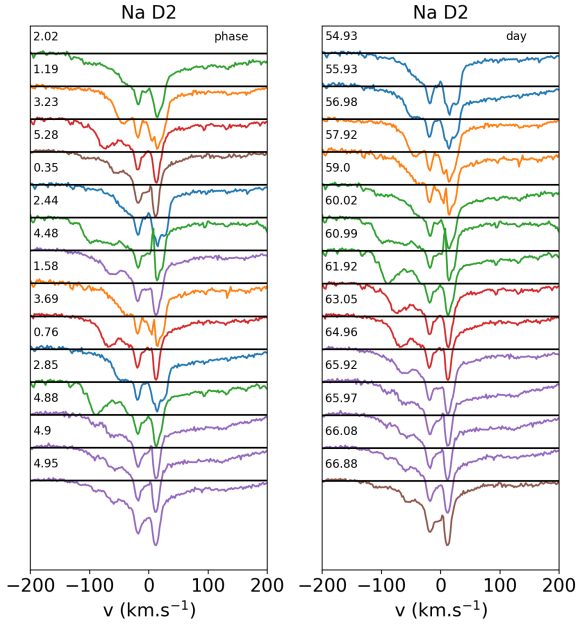
**Fig. 10.** *Top:* NaI D2 line appearing in the 14 spectra of HQ Tau. The black dash-dotted line is a synthetic NaI D2 line produced using the ZEEMAN code with HQ Tau's parameters. *Bottom:* 2D periodogram of the NaI D2 line.

where  $d$  is the distance to HQ Tau. The accretion luminosity follows from the line luminosity by  $\log(L_{\text{acc}}) = a \log(L_{\text{line}}) + b$ , where  $a$  and  $b$  are coefficients taken from Alcalá et al. (2017). The mass accretion rate is obtained from:

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_\star \dot{M}_{\text{acc}}}{R_\star} \left[ 1 - \frac{R_\star}{R_t} \right], \quad (2)$$

where  $R_t$  is the magnetospheric truncation radius, typically  $5R_\star$  for cTTs (Bouvier et al. 2007a).

As the equivalent width of Balmer lines is strongly affected by the IPC components, we computed the mean value of  $L_{\text{acc}}$  and  $\dot{M}_{\text{acc}}$  by averaging the results excluding the observations showing strong IPC profiles. The mass accretion rates we deduce from the various lines are consistent within  $2\sigma$ . This yields  $L_{\text{acc}} = 0.019 \pm 0.005 L_\odot$  and  $\dot{M}_{\text{acc}} = 1.26 \pm 0.35 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  for the system. As  $EW(H\alpha)$  is relatively weak in HQ Tau, the emission line flux might include a non negligible chromospheric contribution. In order to quantify it, we considered a sample



**Fig. 11.** Na I D2 line profiles sorted by rotational phase (*left*) and by day of observation (*right*). The successive rotational cycles are shown by different colors, as in Fig. 6.

of wTTSs with similar spectral type and  $v \sin i$  and (or) rotation period as HQ Tau, which were chosen from the list of James et al. (2006). We thus derived  $\langle EW(H\alpha) \rangle = 0.7 \pm 0.1 \text{ \AA}$  for these wTTSs, assumed this value to be the chromospheric contribution, and subtracted it from HQ Tau's  $EW(H\alpha)$ . We then recomputed  $\dot{M}_{\text{acc}}$  from the different line estimates to obtain  $\dot{M}_{\text{acc}} = 1.16 \pm 0.35 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . The temporal variation of the  $H\alpha$  line flux, a proxy for  $\dot{M}_{\text{acc}}$ , is shown in Fig. 6. It is clearly modulated and a sinusoidal fit yields a period of 2.4 d, consistent with the stellar rotational period. The peak-to-peak amplitude of the modulation is about a factor 3, typical of cTTs  $\dot{M}_{\text{acc}}$  variability on these timescales (Venuti et al. 2014).

Another signature of accretion is the so-called veiling. Veiling is an additional continuum component emitted by the accretion shock, which fills the photospheric lines. In order to compute the amount of veiling in HQ Tau's spectrum, we used the non-accreting star Melotte 25-151 as a template. Varying the amount of continuum line filling over the spectral window 639–649 nm in the template spectrum, we matched HQ Tau's spectrum by a  $\chi^2$  minimizing method:

$$I(\lambda) = \frac{I_t(\lambda)(1+r)}{1+I_t(\lambda)r}, \quad (3)$$

where  $I_t$  is the intensity spectrum of Melotte 25-151, the template, and  $r$  the fractional veiling that is the excess continuum flux divided by the stellar continuum flux at a given wavelength. We derived a weak veiling at 640 nm ranging from 0.15 to 0.20 in the 14 HQ Tau spectra, as expected for the modest mass accretion rate and bright photosphere of the system, with uncertainties of order of 0.20, thus preventing us from detecting any significant temporal variations.

### 3.4. Spectropolarimetry

We analyzed the ESPaDOnS spectropolarimetric data to study the magnetic field properties of HQ Tau. We used the Least Square Deconvolution method (LSD) from Donati et al. (1997)

to compute the mean Stokes  $I$  and  $V$  photospheric line profiles. This method increases the S/N by extracting the Zeeman signature in many photospheric lines and averaging them. The parameters used for the LSD computation are the mean wavelength, intrinsic line depth, and Landé factor, set at 640 nm, 0.2, and 1.2, respectively, as in Donati et al. (2010). We extracted a list of spectral lines from VALD atomic database for a star with HQ Tau's fundamental parameters, and selected absorption lines located between 450 and 850 nm. We then removed lines contaminated with emission, blended with strong broad lines, or affected by telluric lines. The LSD Stokes  $I$  and  $V$  profiles are shown in Fig. 12. The typical rms is  $3.5 \times 10^{-4}$  and  $1.4 \times 10^{-4}$  for the Stokes  $I$  and  $V$  profiles, respectively, computed from more than 9000 photospheric lines.

The shape of the Stokes  $I$  profiles displays a clear modulation over the rotational cycle. A periodogram analysis shows the same peak at a frequency  $0.4 \text{ d}^{-1}$  as for emission lines, ranging from  $-25 \text{ km s}^{-1}$  to  $60 \text{ km s}^{-1}$ , with a FAP reaching  $10^{-4}$ . This indicates that the modulation is periodic at the stellar rotational period, as expected from a large rotating dark spot at the stellar surface. The profile is nearly symmetric at phase 3.69, confirming the spot is facing the observer around phase 0.65, as defined above from the  $V_r$  curve (see Sect. 3.3.1). The Stokes  $V$  signal is much weaker than the Stokes  $I$  profile. Nevertheless, a clear magnetic signature is seen at several phases, with a complex shape.

The average surface longitudinal magnetic field,  $B_l$ , was computed from the Stokes  $I$  and  $V$  profiles, as:

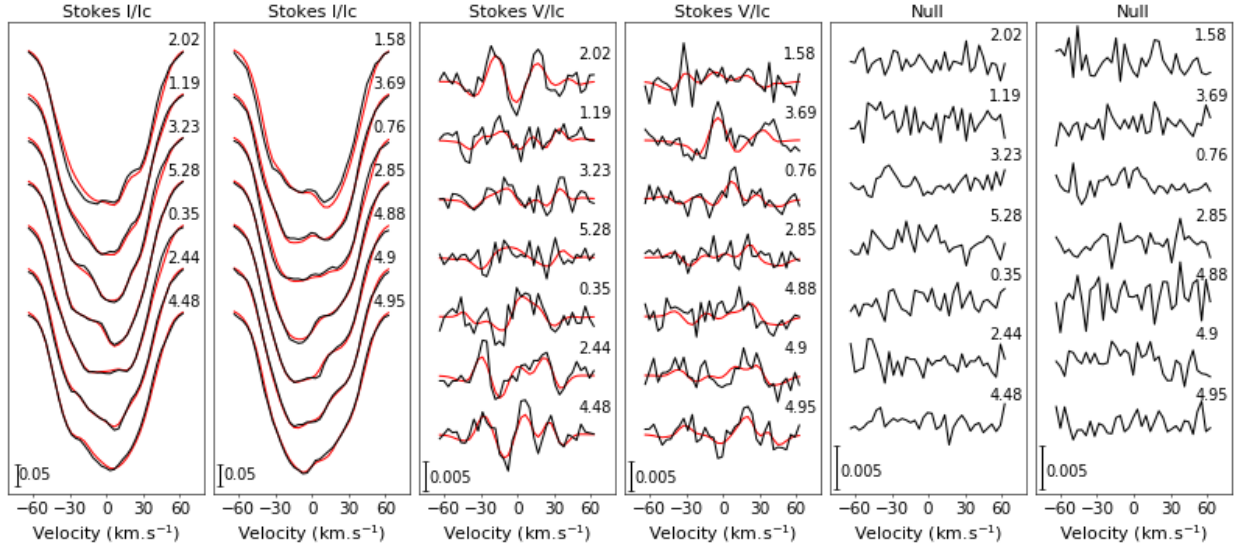
$$B_l = -2.14 \times 10^{11} \times \frac{\int vV(v)dv}{\lambda g c \int (1-I(v))dv}, \quad (4)$$

where  $B_l$  is given in Gauss,  $v$  is velocity relative to line center,  $\lambda$  in nm is the mean wavelength, and  $g$  the Landé factor chosen for the LSD computation (Donati et al. 1997; Wade et al. 2000). We computed the error by propagating the uncertainties in the trapezoidal integration over the range  $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$ .

Figure 6 shows the variation of the longitudinal magnetic field as a function of time and rotational phase.  $B_l$  varies from  $-70 \text{ G}$  to  $+68 \text{ G}$ . We notice that the minimum of  $B_l$  is reached at  $\phi \sim 0.7$ , consistent with the rotational phase at which the dark spot that modulates the radial velocity faces the observer, and reaches a maximum around phase 0.9 when the IPC components are best seen in the emission line profiles. Apart from these extrema, there is little evidence for  $B_l$  to be modulated, possibly the result of a complex magnetic topology at the stellar surface and (or) the strongest field regions being hidden in dark spots. We ran a similar analysis in the Ca II IRT 854.2 nm line profile. However, we did not detect any significant Stokes  $V$  signature within the line profile and our data can only provide a  $3\sigma$  upper limit of 450 G to the longitudinal magnetic field component in the line.

The full Zeeman Doppler Imaging (ZDI, Donati et al. 2011, 2012) analysis was performed based on the LSD Stokes  $I$  and  $V$  profiles, using the code described in Folsom et al. (2018). The resulting best fit of the Stokes  $I$  and  $V$  profiles is shown in Fig. 12.

This first step provides a Doppler image shown in Fig. 13. The fitting process starts from a uniform brightness distribution across the stellar disk and iteratively adds darker and brighter features onto the stellar surface to reproduce the shape of Stokes  $I$  profile. For each cell on the stellar surface, the local profile is assumed to be a Voigt profile and the brightness of the pixel is adjusted by minimizing  $\chi^2$  and maximizing entropy.

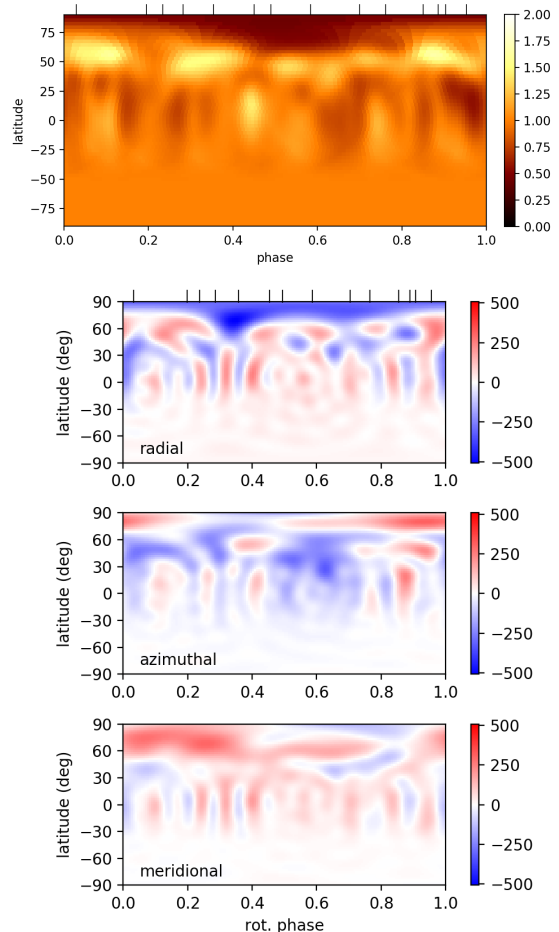


**Fig. 12.** HQ Tau’s Stokes  $I$  (left),  $V$  (middle), and Null (right) profiles (black) ordered by increasing fractional phase, and the fit produced by the ZDI analysis (red). The fractional number next to each profile indicates the rotational phase.

The solutions for brightness and magnetic field distributions are not unique based on  $\chi^2$ . Therefore, an additional constraint is added using entropy. ZDI uses the algorithm of Skilling & Bryan (1984) for maximizing entropy while minimizing  $\chi^2$ . We adopted 0.66, 2.8 km s<sup>-1</sup>, and 1.9 km s<sup>-1</sup> for the limb darkening coefficient, the Gaussian and Lorentzian widths of the Voigt profile, respectively. The latter values were chosen based on theoretical values found in Gray (2005) for a K0 spectral type star around 600 nm and adapted to fit the observed profiles. The Doppler image reveals a large cold spot extending over phases 0.4 to 0.8 in longitude, ranging from 90° to about 50° in latitude, and covering about 20% of the stellar visible hemisphere.

ZDI then takes the brightness map as input and fits the Stokes  $V$  profiles by adjusting the spherical harmonic coefficients that describe the magnetic field (see Donati et al. 2006). It is also possible to fit both intensity and polarisation profiles simultaneously but the resulting maps are essentially the same. Taking advantage of the large  $v \sin i$  of the star, which provides spatial resolution on the stellar surface, the spherical harmonic expansion was carried out to the 15th order in  $l$  (Folsom et al. 2016). Letting the stellar parameters freely vary in the fitting process, we obtain an inclination of  $50 \pm 5^\circ$ , a period of  $2.453^{+0.006}_{-0.008}$  d, and a  $v \sin i$  of  $51.2 \pm 0.5$  km s<sup>-1</sup>. All uncertainties were obtained using the 68.27 % confidence level on  $\chi^2$ . All these values are within  $3\sigma$  of those we derived in the previous sections, although the inclination we derive from ZDI is on the lower side of the estimate we obtained in Sect. 3.2 by combining the rotational velocity and period with the stellar radius. This suggests that the stellar radius may be underestimated by about 20%. The solution that minimizes  $\chi^2$  did not allowed us to constrain the differential rotation  $d\Omega$ . We thus fixed  $d\Omega = 0.0$  rad d<sup>-1</sup> to derive the other parameters, as the derived period was consistent within  $3\sigma$  with the photometric one.

The large-scale magnetic reconstruction we recover from the analysis of LSD profiles reveals a mostly poloidal field, with the toroidal component contributing 25% to the total magnetic energy. The main structure of the radial magnetic field extends from phase 0.3 to 0.8, from 90° to 60° in latitude, and reaches a strength of  $-562$  G locally. The dipolar field amounts to only 14% of the poloidal component, is tilted by  $31.5^\circ$  from the rotation axis, and reaches a maximum strength of 63 G at the stel-



**Fig. 13.** Upper panel: surface brightness map of HQ Tau. The color scale goes from dark brown to light yellow, for dark to bright features. Lower panels, from top to bottom: radial, azimuthal, and meridional surface magnetic field distribution. Ticks on top of the panels indicate the phase of observations.

lar photosphere. The quadrupole and octupole components contribute respectively 9.7% and 8.3% to the total magnetic flux.

The complex topology and moderate strength of HQ Tau’s magnetic field is reminiscent of those reported by [Hussain et al. \(2009\)](#) and [Villebrun et al. \(2019\)](#) for IMTTs.

We caution that the values reported here from the LSD analysis are lower limits to the strength of the magnetic field that interacts with the disk. Previous similar studies have shown that the ZDI analysis of emission lines arising from the accretion shock located at the foot of funnel flows, most notably HeI 588 nm, yields a much stronger magnetic field strength than that deduced for the large-scale field at the photospheric level from LSD analysis (e.g., [Donati et al. 2019](#)). Unfortunately, HQ Tau’s spectrum does not show the post-shock HeI line in emission, owing to the modest accretion rate producing a relatively weak shock seen against a bright photosphere.

#### 4. Discussion

We selected HQ Tau among many Taurus sources observed by K2 ([Rebull et al. 2020](#)) for a spectropolarimetric follow-up campaign in order to investigate the magnetospheric accretion process in a representative member of the class of relatively massive T Tauri stars, the so-called IMTTs ([Calvet et al. 2004](#)). With a mass of  $M_{\star} = 1.9 M_{\odot}$ , a short rotational period of 2.424 d and  $v \sin i = 53.9 \text{ km s}^{-1}$ , HQ Tau’s properties are intermediate between the cool low-mass T Tauri stars and the hotter intermediate-mass Herbig Ae stars. Indeed, PMS models suggest HQ Tau’s interior is already partly radiative, with  $R_{\text{rad}}/R_{\star} \sim 0.51$ , as the star is transiting from the Hayashi to the Henyey track in the HR diagram. The mass accretion rate we derive,  $\dot{M}_{\text{acc}} \sim 1.16 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , is however relatively low and more typical of low-mass TTS (e.g., [Mendigutía et al. 2011](#)). Only few such IMTTs had been monitored for their magnetic properties so far (e.g., [Hussain et al. 2009](#)) and the goal here was to explore the possible extension of the magnetospheric accretion process that is ubiquitous among low-mass T Tauri stars to the higher mass range.

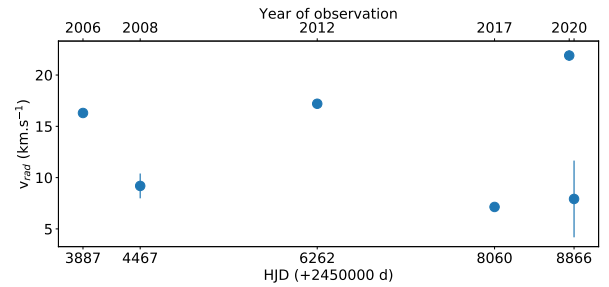
HQ Tau is undoubtedly a member of the Taurus star forming region ([Luhman 2018](#)). Yet, the mean radial velocity we measured,  $\langle V_r \rangle = 7.22 \pm 0.27 \text{ km s}^{-1}$ , is significantly different from the radial velocity distribution of Taurus members,  $\langle V_r \rangle = 16.3 \pm 6.43 \text{ km s}^{-1}$  ([Bertout & Genova 2006](#)). This led us to suspect that HQ Tau might not be a single source, as usually assumed, and the small but regular drift in  $V_r$  seen during the ESPaDO nS run may be additional evidence for that (see Fig. 6). Historically, [Simon et al. \(1987\)](#) reported the system to be a tight binary from lunar occultation, with a separation of  $4.9 \pm 0.4 \text{ mas}$ , later revised to  $9.0 \pm 2 \text{ mas}$  by [Chen et al. \(1990\)](#). However, the former authors state that “the binary nature of HQ Tau is not obvious” and indeed this result was not confirmed by following studies ([Richichi et al. 1994](#); [Simon et al. 1995, 1996](#); [Mason 1996](#)).

We searched for additional radial velocity measurements in the literature. They are summarized in Table 3, together with new measurements, kindly obtained for us recently by L. Hillenbrand and H. Bouy. The results are illustrated in Fig. 14. HQ Tau exhibits clear velocity variations. Measurements obtained from 2006 to 2017 show  $V_r$  oscillations between about 7 and 22  $\text{km s}^{-1}$  on a timescale of years. However, the two most recent measurements taken 50 days apart in late 2019, show the same amplitude. This suggests that HQ Tau is a short period type 1 spectral binary (SB1), whose orbit determination awaits additional measurements. We note that the companion must be relatively faint compared to the primary in the optical, as we see no evidence for a double-lined system in the Stokes  $I$  LSD pro-

**Table 3.**  $V_r$  values from the literature, and from our and new measurements.

HJD (−2 450 000)	$V_r$ $\text{km s}^{-1}$	$\sigma V_r$ $\text{km s}^{-1}$	Ref.	Instrument
3887.77	16.3	0.02	1	MIKE
4467.83	9.2	1.2	2	HIRES
6262.77	17.2	0.2	3	HIRES
8060.00	7.22	0.15	4	ESPaDO nS
8816.77	21.9	0.5	2	HIRES
8866.44	7.92	3.74	5	SOPHIE

**References.** (1) [Nguyen et al. \(2012\)](#); (2) L. Hillebrand (priv. comm.); (3) [Pascucci et al. \(2015\)](#); (4) this work; (5) H. Bouy (priv. comm.).



**Fig. 14.** Radial velocity of HQ Tau as a function of date of observation. The error bars are indicated, and can be smaller than the symbol size.

files. Nevertheless, the detection of a secondary period at 5.03 d in the K2 light curve (see Sect. 3.1) suggests that the companion may account for a low-level contribution to the optical flux of the system. We caution that we have implicitly assumed in the above analysis that the companion’s contribution to the emission line flux and to the ZDI reconstruction process could be neglected. Although this assumption may not be fully verified, we have currently no way to estimate the flux contribution of the companion to the system. Finally, we suggest that the faint mm flux of HQ Tau’s disk and its suspected inner cavity ([Long et al. 2019](#); [Akeson et al. 2019](#)) could conceivably be related to a low-mass companion orbiting within the inner disk and, at least partly, clearing it.

On a much shorter timescale of days, the radial velocity of the system is modulated by surface spots with a period consistent with the photometric period of 2.424 d derived from the K2 light curve. From the additional ASAS-SN photometry obtained at the time of the spectroscopic campaign, we find that the photometric minimum occurs around  $\phi = 0.54$ , which is close to the rotational phase when the spot which modulates radial velocity variations faces the observer (at  $\phi = 0.6$  in Fig. 6). We deduce that a large, cool spot is mainly responsible for both the photometric and radial velocity variability on a timescale of a few days. From the flat-bottom shape of Stokes  $I$  LSD profiles at phase 0.69, the relatively low amplitude of variability ( $\sim 5\%$  in both photometric flux and  $V_r$ ), and the sinusoidal shape of the K2 light curve, we further infer that the cool spot is presumably situated at a high latitude on the star. Indeed, the Doppler image reconstruction indicates the presence of a cool spot straddling the stellar pole and covering about 20% of the stellar surface.

In order to check if a cold spot can produce the observed modulation of radial velocity and photometric flux, we used SOAP2 ([Dumusque et al. 2014](#)) to generate synthetic variability curves. We used the stellar parameters of HQ Tau reported above and ran a set of simulations for a range of spot latitudes,

spot sizes, and temperature differences between the spotted area and the stellar photosphere. The strong degeneracy between the spot location and its size does not allow us to strictly constrain these parameters. Nevertheless, we found a solution reproducing the amplitude of modulation of both radial velocity and flux with a spot located at a latitude of  $60^\circ$  and whose projected surface covers 30% of the visible hemisphere, qualitatively consistent with the Doppler map. These spot properties are not uncommon for T Tauri stars (e.g., [Bouvier & Bertout 1989](#)).

Most of the circumstellar diagnostics also seem to be modulated at the stellar rotation period, consistent with the expectations for magnetospheric accretion. The line profiles exhibit periodically modulated IPC components, whose maximum occurs around phase 0.9, and last for nearly half of the rotational cycle from phase 0.69 to 0.02. This is consistent with magnetospheric accretion funnel flows covering a significant azimuthal extension around the central star, as expected for a tilted large-scale magnetosphere. The shape of the profiles themselves are reminiscent of those computed from magnetospheric accretion models. For instance, the mean  $H\beta$  profile of HQ Tau is quite similar to that computed by [Muzerolle et al. \(2001\)](#) for  $\dot{M}_{\text{acc}} = 10^{-9} M_\odot \text{yr}^{-1}$  at an inclination of  $60^\circ$ , which shows a pronounced IPC component for a funnel flow temperature of 8000 K. The shape of the  $H\alpha$  profile is comparable to that computed by [Lima et al. \(2010\)](#) for this mass accretion rate.

The apparent mass accretion rate itself is modulated at the stellar rotational period. As it scales with the equivalent width of the line profiles, this is mostly the result of the periodic appearance of IPC components, which reduce the line flux. Hence,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  variations are primarily related to the geometric projection of the corotating accretion funnel flow. We do not have evidence for significant intrinsic variations of  $\dot{M}_{\text{acc}}$  over a timescale of a couple of weeks, although we note that the depth of the IPC components slightly varies over this timescale. The deepest IPC components occur around  $\phi = 0.9$ , which is significantly later than the epoch at which the cold spot that modulates the radial velocity faces the observer. If the cold spot marks the magnetic pole where the funnel flow is anchored, it might indicate that the upper part of the funnel flow that produces the redshifted absorptions is trailing. This may occur if the magnetospheric truncation radius is located beyond the disk's corotation radius.

Such a phase delay has been previously reported for T Tauri stars, such as AA Tau ([Bouvier et al. 2003](#)) and V2129 Oph ([Alencar et al. 2012](#)). Unfortunately, the veiling is too weak in HQ Tau to trace the location of the accretion shock from the modulation of optical excess flux. Indeed, a weak veiling is not unexpected against a relatively bright photosphere ( $T_{\text{eff}} = 4997 \text{ K}$ ) at such a low  $\dot{M}_{\text{acc}}$ . Similarly, we do not see a clear modulation of the longitudinal component of the magnetic field, presumably due to its complex topology, which prevents us from assigning a rotational phase to the magnetic pole. It may therefore be that the accretion shock at the base of the funnel flow is located at a slightly different longitude than the cold dark spot around the stellar pole, thus accounting for the IPC components appearing around  $\phi = 0.9$  without having to resort to a twisted magnetospheric accretion column.

Together with evidence for magnetospheric funnel flows, some line profiles reveal signatures of outflows. The  $H\alpha$  line profile exhibits a high velocity blueshifted absorption component, from about  $-200$  to  $-150 \text{ km s}^{-1}$ , which is modulated at the stellar rotational period. Interestingly, this component appears to be anti-correlated with the appearance of IPC features in the line profile. This is reminiscent of the “egg beater” model introduced by [Johns & Basri \(1995b\)](#) for SU Aur, where funnels flow and

mass outflows occur on opposite azimuths at the disk inner edge: while accretion funnel flow is favored where the magnetic pole is inclined toward the disk, the situation is reversed at the opposite azimuth and favors interface or inner disk winds. This interpretation would be consistent with the overall variability reported here for the  $H\alpha$  profile of HQ Tau.

Transient mass loss episodes are seen on a timescale of a few days in the NaI D2 line profile. Several deep absorption components are seen over blueshifted velocities ranging from about  $-40$  down to  $-120 \text{ km s}^{-1}$ . These absorptions are not rotationally modulated. Instead, they are seen over a few consecutive days and then disappear altogether (see Fig. 11). These episodic mass outflows could conceivably be related to magnetic reconnections at the star-disk interface, following the magnetospheric inflation scenario put forward by [Bouvier et al. \(2003\)](#) for AA Tau: as the magnetospheric field lines inflate under the shear of differential rotation, they eventually open up and reconnect ([Goodson et al. 1997](#)). Such an inflationary cycle first induces a phase of reduced mass accretion onto the star during inflation, followed by a transient outflow during reconnection, and the restoration of funnel flow accretion.

A detailed analysis of the line profile variability may support the magnetospheric inflation scenario. The transient blueshifted absorptions are most conspicuous in the NaI D2 line profile over 2 rotational cycles, from J.D. 8060 to 8065 (see Fig. 11), and the central velocity of these components appear to slowly drift toward the line center over this timeframe. The IPC components seen in Balmer lines are the deepest on J.D. 8066 ( $\phi = 4.88, 4.90$ ), meaning right after the transient outflow episode. This would be consistent with the restoration of a magnetospheric accretion funnel after reconnection of the inflated magnetosphere. In contrast, at the start of the transient outflow episode, on J.D. 8061 ( $\phi = 2.85$ ), the IPC profiles are the weakest, consistent with an inflated state for the magnetosphere. As discussed in [Bouvier et al. \(2003\)](#) and [Alencar et al. \(2018\)](#), the timescale for the magnetospheric inflation cycle is expected to be several times the rotational period of the star ([Zanni & Ferreira 2013](#)), which is presumably the reason why it is rarely observed in spectroscopic time series extending over only a couple of weeks.

Although we detect only relatively weak Stokes  $V$  signatures in the LSD spectra of HQ Tau, they are sufficient to derive the longitudinal component of the magnetic field and reconstruct surface magnetic maps. We do not detect rotational modulation of the longitudinal magnetic field, unlike what is usually seen in T Tauri stars (e.g., [Donati et al. 2019, 2020](#)). The rotational modulation of  $B_l$  in photospheric lines is often complex, except in the dipolar magnetic field case. It may also be that the weakness of the signatures and the complexity of the field topology at the stellar surface combine to hide the modulation. As HQ Tau has already developed a significant radiative core, we do not expect a surface magnetic field dominated by a dipolar component ([Gregory et al. 2012](#)).

The full ZDI analysis suggests a weak dipolar component, inclined by  $31.5^\circ$  from the rotational axis, and amounting to about 63 G. However, cancellation of opposite polarities on small spatial scales at the stellar surface may affect the total magnetic energy of the star. Also, strong field regions may be hidden in dark stellar spots. Therefore, the total magnetic energy we measure with ZDI on photospheric LSD profiles is to be taken as a lower limit ([Lavail et al. 2019; Sokal et al. 2020](#)). Indeed, the magnetic field strength derived from Stokes  $V$  signatures in the CaII and (or) HeI emission line profiles of T Tauri stars usually exceeds that deduced from LSD profiles by at least a factor of 5 to 6 because they probe small and localised highly magnetised



regions on the surface of the star (Donati et al. 2019, 2020). In HQ Tau, the only emission line available to investigate additional magnetic tracers is CaII IRT. As this line is formed at least partly in the accretion funnel flow, it is a potential probe of the specific field connection between the star and the disk. From the lack of detectable Stokes V signal, we could merely derive a  $3\sigma$  upper limit of  $\sim 450$  G for the longitudinal field component in the emission line core.

The two intermediate mass T Tauri stars previously imaged in this way, CR Cha ( $P_{\text{rot}} = 2.3$  d) and CV Cha ( $P_{\text{rot}} = 4.4$  d) by Hussain et al. (2009), have similar spectral types and masses as HQ Tau but have larger radiative cores ( $M_{\text{rad}}/M_{\star} \approx 0.65$  and  $0.92$  respectively) and are therefore probably further along in their PMS evolution. In fact, HQ Tau and CR Cha also have very similar rotation periods and mass accretion rates, with  $M_{\text{acc}} = 2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  for CR Cha (Nisini et al. 2018). It is interesting to note that there are strong similarities between all three stars in their surface activity, as shown by comparing their brightness maps and their large scale magnetic field distributions. All three stars show a large cool spot near their poles, with CR Cha showing an almost-identical off-centre-polar cap like HQ Tau. The large scale magnetic fields of all three systems are all complex and non-axisymmetric.

Are our results consistent with magnetospheric accretion being at work in HQ Tau? Unfortunately, due to the lack of Zeeman signatures in emission lines, we cannot derive from our data the strength of the dipolar magnetic field in the accretion shock, which would allow us to compute the magnetospheric truncation radius,  $r_{\text{mag}}$ , according to Bessolaz et al. (2008)'s prescription:

$$\frac{r_{\text{mag}}}{R_{\star}} = 2m_s^{2/7} B_{\star}^{4/7} \dot{M}_{\text{acc}}^{-2/7} M_{\star}^{-1/7} R_{\star}^{5/7}, \quad (5)$$

where  $m_s \approx 1$ ,  $B_{\star}$  is the equatorial magnetic field strength,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  is the mass accretion rate,  $M_{\star}$  the stellar mass, and  $R_{\star}$  the stellar radius, respectively in units of 140 G,  $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ,  $0.8 M_{\odot}$ , and  $2 R_{\odot}$ . Instead, we may assume that the truncation radius is located close to the corotation radius,  $r_{\text{cor}} = 3.55 \pm 0.35 R_{\star}$ . We then derive from Eq. (5) a magnetic field strength of  $\sim 120$  G at the equator, which translates to 240 G at the pole for the dipolar component (and to  $\sim 3$  G at the truncation radius, following Gregory 2011). Although we cannot measure this component directly, we note that the value required at the stellar surface is not inconsistent with the large-scale ZDI magnetic maps derived above nor with the upper limit we set on the CaII line field strength.

An independent support to the magnetospheric accretion scenario comes from the maximum velocity of IPC components measured in the emission line profiles,  $v_{\text{IPC}}^{\text{max}} \sim 330 \pm 19 \text{ km s}^{-1}$ . We measured this velocity by fitting the red part of H $\beta$ 's IPC components by a straight line. The location where the line joins the continuum yields to  $v_{\text{IPC}}^{\text{max}}$ . This provides an estimate of the free-fall velocity of the accreted material projected onto the line of sight. Accounting for projection effects that combines the star's inclination ( $i \sim 60^\circ$ , as the average between the rotational and ZDI estimates above) and the magnetic obliquity ( $\beta = 31.5^\circ$ ), we have  $v_{\text{IPC}}^{\text{max}} \simeq v_{\text{ff}} \cos(i - \beta)$ , which yields  $v_{\text{ff}} = 376 \text{ km s}^{-1}$ . Assuming free fall accretion from  $r_{\text{cor}}$  to  $R_{\star}$ , the material would hit the stellar surface at a velocity  $v_{\text{ff}} = (2GM_{\star}/R_{\star})^{1/2}(1 - R_{\star}/r_{\text{cor}})^{1/2} = 424 \text{ km s}^{-1}$ , which is consistent with the estimate obtained from the maximum redshifted velocity of the IPC components, and thus supports a magnetospheric truncation radius being located close to the disk's corotation radius.

Finally, while we observed HQ Tau during a relatively quiet phase of variability, we note that its behavior on longer

timescales may be more complex. In particular, the deep and long lasting UXOr events reported for the system by Rodriguez et al. (2017) must have another origin than the variability described here. The high inclination we derive for the system,  $i = 75_{-17}^{+15} \text{ deg.}$ , could favor transient circumstellar extinction events, such as UXOr and (or) AA Tau type. One of these deep faintening events occurred just before our spectroscopic observations, reaching nearly 1.5 magnitudes and lasting for a month, with significant intra-variability. The system became much redder during the event, consistent with obscuration by circumstellar dust. We may envision two related scenarios to explain this additional component to the system's variability. One is that it might result from a sudden change in the vertical scale-height of the inner disk. As the inner disk edge lies at a distance of only  $\sim 3 R_{\star}$  from the stellar surface, and the system is seen at high inclination, a puffed-up inner disk could conceivably obscure the star for the duration of the instability (Turner et al. 2010). Another possibility is a change in the location of the magnetospheric truncation radius relative to the dust sublimation radius. From the expression of Monnier & Millan-Gabet (2002), we derive a sublimation radius  $r_{\text{sub}} = 5.55 \pm 1.00 R_{\star}$ , using  $Q_R = 1$  and  $T_s = 1500$  K. As  $r_{\text{sub}}$  is larger than  $r_{\text{mag}}$ , there is no dust at the magnetospheric truncation radius, which accounts for the lack of dipper-like occultations at the time of our (and K2) observations. However, should the truncation radius increase, following either an increase in the magnetic field strength (by a factor of 3) or a decrease in the mass accretion rate (by a factor of 8), to eventually reach the sublimation radius, a dusty disk warp would result and could induce occultation events in this highly inclined system. We therefore suggest that the episodic UXOr events regularly observed in this system are due to the combination of close-in circumstellar dusty material around the central star and the specific geometry under which the system is seen.

## 5. Conclusions

Following the K2 Taurus campaign, we monitored the young, intermediate mass HQ Tau system with spectropolarimetry in order to investigate the accretion and ejection processes on a timescale of days. The results of this campaign provide clear diagnostics of magnetically mediated accretion occurring in the system. We observed redshifted absorptions in emission line profiles that are periodically modulated at the stellar rotational period, indicative of magnetospheric funnel flows passing through the line of sight. This is expected from a global dipolar topology of the stellar magnetic field at few stellar radii, despite the fact that, at the stellar surface, the Stokes V signatures indicate a more complex topology. While the star hosts a modest dipolar magnetic field component, the reduced mass accretion rate and the star's rapid rotation result in the magnetospheric truncation radius being close to the disk's corotation radius, as observed in most T Tauri systems investigated so far. Concurrent with accretion diagnostics, spectral signatures of outflows are clearly seen in line profiles, some being modulated by stellar rotation, others being transient phenomena, possibly resulting from instabilities at the star-disk magnetospheric boundary. We thus conclude that intermediate-mass pre-main sequence systems may undergo similar accretion and ejection processes as lower mass T Tauri stars, including stable magnetospheric accretion funnel flows, in spite of moderate magnetic field strength. Systems seen at high inclination also experience longer term faintening events, which result from the occultation of the inner system by circumstellar dusty material.

HQ Tau is a fascinating pre-main sequence system, reported here to possibly be a short period spectroscopic binary whose

orbit remains to be determined. It exhibits a mix of variability behaviors, including accretion signatures modulated on a timescale of a few days as seen in lower mass T Tauri stars, as well as longer term UXOr events more typical of Herbig Ae stars. The richness of variability patterns in this intermediate-mass young star displays warrants additional multi-wavelength studies of the system and its circumstellar environment on the long term.

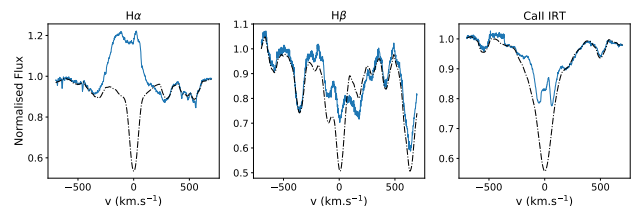
**Acknowledgements.** We thank an anonymous referee whose comments improved the content of this paper. We thank Lynne Hillenbrand and Hervé Bouy for taking additional high resolution spectra of HQ Tau that helped us assessing its binary nature. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research. This paper includes data collected by the *Kepler* mission. Funding for the *Kepler* mission is provided by the NASA Science Mission directorate. This work has made use of the VALD database, operated at Uppsala University, the Institute of Astronomy RAS in Moscow, and the University of Vienna. This project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program (grant agreement No 742095; SPIDI: Star-Planets-Inner Disk- Interactions; <http://www.spidi-eu.org>). This project was funded in part by INSU/CNRS Programme National de Physique Stellaire and Observatoire de Grenoble Labex OSUG2020. S.H.P. Alencar acknowledges financial support from CNPq, CAPES and Fapemig.

## References

- Akeson, R. L., Jensen, E. L. N., Carpenter, J., et al. 2019, *ApJ*, **872**, 158  
 Alcalá, J. M., Manara, C. F., Natta, A., et al. 2017, *A&A*, **600**, A20  
 Alencar, S. H. P., & Batalha, C. 2002, *ApJ*, **571**, 378  
 Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Walter, F. M., et al. 2012, *A&A*, **541**, A116  
 Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Donati, J. F., et al. 2018, *A&A*, **620**, A195  
 Baluev, R. V. 2008, *MNRAS*, **385**, 1279  
 Bertout, C., & Genova, F. 2006, *A&A*, **460**, 499  
 Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *A&A*, **478**, 155  
 Bouvier, J., & Bertout, C. 1989, *A&A*, **211**, 99  
 Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, **409**, 169  
 Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Boutelier, T., et al. 2007a, *A&A*, **463**, 1017  
 Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007b, *Protostars and Planets V*, 479  
 Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., et al. 2004, *AJ*, **128**, 1294  
 Chen, W. P., Simon, M., Longmore, A. J., Howell, R. R., & Benson, J. A. 1990, *ApJ*, **357**, 224  
 Cody, A. M., & Hillenbrand, L. A. 2018, *AJ*, **156**, 71  
 Donati, J. F. 2003, *ASP Conf. Ser.*, **307**, 41  
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, **291**, 658  
 Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *MNRAS*, **370**, 629  
 Donati, J. F., Jardine, M. M., Gregory, S. G., et al. 2007, *MNRAS*, **380**, 1297  
 Donati, J. F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *MNRAS*, **409**, 1347  
 Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *MNRAS*, **417**, 472  
 Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2012, *MNRAS*, **425**, 2948  
 Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2019, *MNRAS*, **483**, L1  
 Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2020, *MNRAS*, **491**, 5660  
 D'Orazi, V., Biazzo, K., & Randich, S. 2011, *A&A*, **526**, A103  
 Duchêne, G., Becker, A., Yang, Y., et al. 2017, *MNRAS*, **469**, 1783  
 Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *ApJ*, **796**, 132  
 Folsom, C. P., Bagnulo, S., Wade, G. A., et al. 2012, *MNRAS*, **422**, 2072  
 Folsom, C. P., Likuski, K., Wade, G. A., et al. 2013, *MNRAS*, **431**, 1513  
 Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *MNRAS*, **457**, 580  
 Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *MNRAS*, **474**, 4956  
 Gaia Collaboration 2018, *VizieR Online Data Catalog*: I/345  
 Goodson, A. P., Winglee, R. M., & Böhm, K.-H. 1997, *ApJ*, **489**, 199  
 Gray, D. F. 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 3rd edn. (Cambridge University Press)  
 Gregory, S. G. 2011, *Am. J. Phys.*, **79**, 461  
 Gregory, S. G., Donati, J. F., Morin, J., et al. 2012, *ApJ*, **755**, 97  
 Grinin, V. P. 1992, *A&AT*, **3**, 17  
 Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, **486**, 951  
 Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *ARA&A*, **54**, 135  
 Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *AJ*, **108**, 1906  
 Herczeg, G. J., & Hillenbrand, L. A. 2014, *ApJ*, **786**, 97  
 Hussain, G. A. J., Collier Cameron, A., Jardine, M. M., et al. 2009, *MNRAS*, **398**, 189  
 James, D. J., Melo, C., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, *A&A*, **446**, 971  
 Jayasinghe, T., Stanek, K. Z., Kochanek, C. S., et al. 2019, *MNRAS*, **485**, 961  
 Johns, C. M., & Basri, G. 1995a, *AJ*, **109**, 2800  
 Johns, C. M., & Basri, G. 1995b, *ApJ*, **449**, 341  
 Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2005, *MNRAS*, **358**, 671  
 Landstreet, J. D. 1988, *ApJ*, **326**, 967  
 Lavaill, A., Kochukhov, O., & Hussain, G. A. J. 2019, *A&A*, **630**, A99  
 Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *A&A*, **522**, A104  
 Long, F., Herczeg, G. J., Harsono, D., et al. 2019, *ApJ*, **882**, 49  
 Luhman, K. L. 2018, *AJ*, **156**, 271  
 Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *A&A*, **549**, A74  
 Mason, B. D. 1996, *AJ*, **112**, 2260  
 Mendigutía, I., Calvet, N., Montesinos, B., et al. 2011, *A&A*, **535**, A99  
 Monnier, J. D., & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, **579**, 694  
 Mundt, R. 1984, *ApJ*, **280**, 749  
 Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, **550**, 944  
 Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., & Jayawardhana, R. 2012, *ApJ*, **745**, 119  
 Nisini, B., Antonucci, S., Alcalá, J. M., et al. 2018, *A&A*, **609**, A87  
 Norton, A. J., Wheatley, P. J., West, R. G., et al. 2007, *A&A*, **467**, 785  
 Oliveira, J. M., Foing, B. H., van Loon, J. T., & Unruh, Y. C. 2000, *A&A*, **362**, 615  
 Padgett, D. L. 1996, *ApJ*, **471**, 847  
 Pascucci, I., Edwards, S., Heyer, M., et al. 2015, *ApJ*, **814**, 14  
 Pecaut, M. J., & Mamajek, E. E. 2013, *ApJS*, **208**, 9  
 Press, W. H., & Rybicki, G. B. 1989, *ApJ*, **338**, 277  
 Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Cody, A. M., et al. 2020, *AJ*, **159**, 6  
 Richichi, A., Leinert, C., Jameson, R., & Zinnecker, H. 1994, *A&A*, **287**, 145  
 Rodríguez, J. E., Ansdell, M., Oelkers, R. J., et al. 2017, *ApJ*, **848**, 97  
 Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, *Phys. Scr.*, **90**, 054005  
 Santos, N. C., Melo, C., James, D. J., et al. 2008, *A&A*, **480**, 889  
 Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, **263**, 835  
 Simon, M., Howell, R. R., Longmore, A. J., et al. 1987, *ApJ*, **320**, 344  
 Simon, M., Ghez, A. M., Leinert, C., et al. 1995, *ApJ*, **443**, 625  
 Simon, M., Holfeltz, S. T., & Taff, L. G. 1996, *ApJ*, **469**, 890  
 Simon, M. N., Pascucci, I., Edwards, S., et al. 2016, *ApJ*, **831**, 169  
 Skilling, J., & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, **211**, 111  
 Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, **131**, 1163  
 Sokal, K. R., Johns-Krull, C. M., Mace, G. N., et al. 2020, *ApJ*, **888**, 116  
 Taguchi, Y., Itoh, Y., & Mukai, T. 2009, *PASJ*, **61**, 251  
 Turner, N. J., Carballido, A., & Sano, T. 2010, *ApJ*, **708**, 188  
 VanderPlas, J. T. 2018, *ApJS*, **236**, 16  
 Venuti, L., Bouvier, J., Flaccomio, E., et al. 2014, *A&A*, **570**, A82  
 Venuti, L., Bouvier, J., Irwin, J., et al. 2015, *A&A*, **581**, A66  
 Villebrun, F., Alecian, E., Hussain, G., et al. 2019, *A&A*, **622**, A72  
 Vogt, S. S., & Penrod, G. D. 1983, *PASP*, **95**, 565  
 Wade, G. A., Donati, J. F., Landstreet, J. D., & Shorlin, S. L. S. 2000, *MNRAS*, **313**, 851  
 Wade, G. A., Bagnulo, S., Kochukhov, O., et al. 2001, *A&A*, **374**, 265  
 Zanni, C., & Ferreira, J. 2013, *A&A*, **550**, A99

## Appendix A: Raw emission line profiles

The average  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and CaII IRT line profiles of HQ Tau are shown in Fig. A.1. These figures show the lines before subtracting the photospheric template profiles.



**Fig. A.1.** From left to right: mean  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and CaII IRT HQ Tau's line profiles (blue) overplotted on those of the photospheric template Melotte 25-151 (dash dotted black). The template has been corrected for the radial velocity shift and rotationally broadened to the  $v \sin i$  of HQ Tau.

# Beyond the dips of V807 Tau, a spectropolarimetric study of a dipper's magnetosphere<sup>★</sup>

K. Pouilly<sup>1</sup>, J. Bouvier<sup>1</sup>, E. Alecian<sup>1</sup>, S.H.P. Alencar<sup>2</sup>, A.-M. Cody<sup>3</sup>, J.-F. Donati<sup>4</sup>, K. Grankin<sup>5</sup>, L. Rebull<sup>6</sup>, and C.P. Folsom<sup>7,8</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: kim.pouilly@univ-grenoble-alpes.fr

<sup>2</sup> Departamento de Física - ICEx - UFMG, Av. Antônio Carlos 6627, 30270-901 Belo Horizonte, MG, Brazil

<sup>3</sup> SETI Institute, 189 N Bernardo Ave #200, Mountain View, CA 94043 USA

<sup>4</sup> Univ. de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 avenue Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>5</sup> Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea 298409

<sup>6</sup> Infrared Science Archive (IRSA), IPAC, California Institute of Technology, 1200 E. California Blvd, MS 100-22, Pasadena, CA 91125 USA

<sup>7</sup> Department of Physics & Space Science, Royal Military College of Canada, PO Box 17000 Station Forces, Kingston, ON, Canada K7K 0C6

<sup>8</sup> Tartu Observatory, University of Tartu, Observatooriumi 1, Tõravere, 61602 Tartumaa, Estonia

Received March 22, 2021; accepted September 13, 2021

## ABSTRACT

**Context.** The so-called dippers are pre-main-sequence objects that accrete material from their circumstellar disks through the stellar magnetosphere. Their unique type of variability allows us to probe the magnetic star-disk interaction processes in young stellar objects.

**Aims.** We aim to characterize the magnetospheric accretion process in the young stellar object V807 Tau, one of the most stable dippers revealed by *K2* in the Taurus star forming region.

**Methods.** We performed photometric and spectropolarimetric follow-up observations of this system with CFHT/ESPaDOnS in order to investigate the variability of the system over several rotational periods.

**Results.** We derive a 4.38 day period from the *K2* dipper light curve. This period is also seen in the radial velocity variations, which we ascribe to spot modulation. The slightly redshifted narrow component of the He I 5876 Å line as well as the high velocity red wing of the H $\beta$  and H $\gamma$  emission line profiles also vary in intensity with the same periodicity. The former traces the accretion shock at the stellar surface, and the latter is a signature of an accretion funnel flow crossing the line of sight. We derive a surface brightness map and the topology of the surface magnetic field from the modeling of Stokes I and V profiles, respectively, for photospheric lines and for the He I emission line. The latter reveals a bright spot at the stellar surface, located at a latitude of 60°, and a maximum field strength of  $\sim 2$  kG at this location. The topology of the magnetic field at the stellar surface is dominated by a dipolar component inclined by about 40° onto the spin axis. Variable blueshifted absorption components seen in the Balmer line profiles suggest episodic outflows. Despite of its clear and stable dipper behavior, we derive a relatively low inclination of 40° to 50° for this system, which calls question the origin of the dips. The low inclination we infer is also consistent with the absence of deep inverse P Cygni components in the line profiles.

**Conclusions.** We conclude that magnetospheric accretion is ongoing in V807 Tau, taking place through non-axisymmetric accretion funnel flows controlled by a strong, tilted, and mainly dipolar magnetic topology. Whether an inner disk warp resulting from this process can account for the dipper character of this source remains to be seen, given the low inclination of the system.

**Key words.** Stars: variables: T Tauri - Stars: pre-main sequence - Accretion, accretion disk - Stars: magnetic field - Stars: individual: V807 Tau - Stars: starspots - Stars: winds

## 1. Introduction

The study of classical T Tauri stars (CTTSs) provides important constraints on the evolution of young stellar objects. These low-mass stars actively accrete material from their circumstellar disks and are characterized by strong photometric and spectral variability, part of which arises from the star-disk interaction process. Their strong surface magnetic field is able to truncate

the inner disk, leading to accretion funnel flows controlled by the magnetic field lines (Bouvier et al. 2007b; Hartmann et al. 2016). The magnetospheric star-disk interaction takes place on a scale of  $\leq 0.1$  au, which cannot be resolved by direct imaging.

A common approach for investigating the star-disk interaction process is to monitor the system over several rotational periods, using photometry, spectroscopy, spectropolarimetry, and, more recently, interferometry (e.g., Bouvier et al. 2007a; Donati et al. 2010, 2019; Alencar et al. 2012, 2018; Pouilly et al. 2020; Bouvier et al. 2020a,b). Such studies have revealed strong magnetic fields, on the order of 1 kG at the stellar surface, often dominated by a dipolar component, as well as cool magnetic

<sup>★</sup> Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), which is operated 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.

and hot accretion spots close to the magnetic poles (Donati et al. 2011, 2012, 2020).

Some CTTSs show periodic dimming events in their light curves, referred to as "dips." The so-called dippers are thought to be systems seen at high inclination, with an inner disk warp periodically occulting the central star (e.g., Bouvier et al. 1999, 2003; Alencar et al. 2010; McGinnis et al. 2015). The disk warp, in turn, results from the inner disk interacting with an inclined stellar magnetosphere (Terquem & Papaloizou 2000). The warp is thus located at a few stellar radii above the stellar surface and corresponds to the base of the accretion funnel flow that connects the inner disk edge to the star. The dips seen in the light curves occur at the stellar rotation period, which suggests that the inner disk warp is located close to the corotation radius.

This study focuses on V807 Tau (RA = 04h 33m Dec = +24°09'), a member of the nearby Taurus star forming region. This multiple system, with a semimajor axis of  $\sim 34$  au (Simon et al. 1996), consists of a K7 CTTS primary (Nguyen et al. 2012; Herczeg & Hillenbrand 2014) and a non-accreting companion, itself a binary consisting of two M-type stars with an orbital period of  $\sim 12$  yr and a semimajor axis of  $\sim 4.5$  au (Schaefer et al. 2012). In the following, we use the name V807 Tau to refer to the primary only, a low-mass T Tauri star (TTS) ( $0.7 M_{\odot}$ ) located at 113pc (Gaia Collaboration 2018), for which Schaefer et al. (2012) report a radial velocity  $\langle V_r \rangle = 15.79 \pm 0.65$  km s $^{-1}$  and a projected rotational velocity  $v \sin i = 15$  km s $^{-1}$ . V807 Tau was identified as a dipper by Rodriguez et al. (2017) from ground-based photometric monitoring, and Rebull et al. (2020) derived a photometric period of 4.3784 days from its 80-day-long K2 light curve.

The remarkable periodic dipper behavior of V807 Tau revealed by the K2 campaign on Taurus motivated us to follow up on this system with high-resolution spectropolarimetry at CFHT. The dips of the K2 light curve are very stable and well defined, allowing us to constrain the period of the occulting dust and compare it with the stellar rotation period derived from spectroscopy. Furthermore, the periodicity of the dips is relatively short, offering the opportunity to cover a larger number of rotational cycles within an observing run. The main goal was to derive the magnetic topology at the stellar surface and probe the star-disk interaction region in order to investigate the origin of the periodic photometric dips.

In Section 2, we present the different data sets we used for this study. In Section 3, we present the results obtained from the photometric, spectroscopic, and spectropolarimetric monitoring of the system. We derive the stellar parameters of the system, analyze the variability of various emission lines present in its spectrum, and derive surface brightness and magnetic maps. We discuss the results in the framework of the magnetospheric accretion process in Section 4 and present the main conclusions in Section 5.

## 2. Observations

We describe in this section the acquisition and reduction of the photometric and spectropolarimetric data-sets used in this work.

### 2.1. Photometry

The K2 light curve of V807 Tau was obtained during Campaign 13 on Taurus and extends over 80 days, from March 8 to May 27, 2017. The measurements were performed through a broad band filter (420-900 nm) at a cadence of 30 minutes. In this work

HJD (2,450,000+)	V	(V-R) $_J$	(V-I) $_J$
8039.62	11.567	1.230	2.402
8043.57	11.480	1.217	2.354
8044.54	11.512	1.212	2.371
8045.52	11.489	1.207	2.358
8069.59	11.569	1.247	2.382
8082.57	11.515	1.183	2.349
8083.54	11.524	1.203	2.372
8101.29	11.513	1.222	2.381
8114.37	11.606	1.232	2.42
8115.37	11.541	1.233	2.401
8125.40	11.505	1.227	2.373
8126.24	11.468	1.208	2.344
8128.30	11.514	1.236	2.379
8144.23	11.691	1.241	2.459
8157.22	11.772	1.295	2.519
8165.28	11.486	1.221	2.385
8171.23	11.665	1.277	2.472
8183.24	11.548	1.224	2.413
8194.22	11.530	1.246	2.409

Table 1: CrAO photometry obtained for the V807 Tau system in the V-band and (V-R) $_J$ , (V-I) $_J$  colors.

we used the pre-search data conditioning (PDC) (i.e., corrected for the instrumental variations) version of the light curve (Cody & Hillenbrand 2018). This photometry was obtained about 6 months before our spectroscopic follow-up campaign.

Multicolor photometry was secured at the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) contemporaneously with the CFHT/ESPaDOnS run. Photometric measurements were collected in the VR $_j$ I $_j$  bands from October 12, 2017, to March 16, 2018, on the AZT-11 1.25m telescope equipped with the charge-coupled device (CCD) camera ProLine PL23042. The CCD images were bias subtracted and flat-field corrected following a standard procedure. We performed differential photometry between V807 Tau and a non-variable, nearby comparison star, Gaia DR2 147589271158748928, whose brightness and colors in the Johnson system are V=14.12, (V-R) $_j$ =1.69, and (V-I) $_j$ =3.18. A nearby control star of similar brightness, Gaia DR2 147588687043206784, was used to verify that the comparison star was not variable. It also provides an estimate of the photometric rms error in each filter, which amounts to 0.013, 0.015, and 0.014 in the VR $_j$ I $_j$  bands, respectively. Table 1 lists the V, (V-R) $_j$ , and (V-I) $_j$  measurements. Even though the photometric data set spans over 150 days, from JD 8039 to JD 8194, the sampling is sparse, with a lack of measurements obtained simultaneously with the spectroscopic observations.

### 2.2. Spectropolarimetry

We obtained high-resolution spectropolarimetry using the Echelle Spectropolarimetric Device for the Observation of Stars (ESPaDOnS) (Donati 2003). ESPaDOnS is mounted at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) and allows spectropolarimetric observation in the 370 - 1000 nm range at a resolution of 68,000. The observations are composed of four different spectra in different polarization states. Each observation is reduced using the Libre-ESPRIT package (Donati et al. 1997) and provides an unpolarized (Stokes I) and a circularly polarized (Stokes V) spectrum. The V807 Tau campaign took place between October 28 and November 9, 2017, with a sampling

rate of approximately 1 spectrum per night. The 11 observations reach a signal-to-noise ratio (S/N) between 140 and 190 at 731 nm. Spectra were normalized using a semiautomatic polynomial fitting routine provided by Folsom et al. (2016). We provide a journal of observations in Table 2.

Date (2017)	HJD (2,450,000+)	S/N	S/N <sub>LSD</sub>	$\Phi_{rot}$
28 Oct	8054.90048	159	7059	0.732
29 Oct	8055.89091	178	7900	0.957
30 Oct	8057.00939	147	6417	1.213
31 Oct	8057.99515	138	5805	1.438
01 Nov	8059.05448	161	7272	1.679
03 Nov	8060.95421	182	8303	2.112
04 Nov	8061.95085	191	8796	2.339
05 Nov	8063.08059	163	7169	2.597
07 Nov	8064.99530	177	7982	3.034
08 Nov	8065.99958	162	7257	3.263
09 Nov	8066.91484	174	7658	3.471

Table 2: Journal of ESPaDOnS observations. The columns list the date of observation, the Heliocentric Julian Date, the signal-to-noise ratio by spectral resolution element at 731 nm, the effective signal-to-noise ratio of the Stokes V LSD profiles, and the rotational phase.

### 3. Results

We analyze in this section the photometric and spectroscopic properties of the system, deriving its stellar parameters, and we investigate photometric and line profile variability. Eventually, we derive a brightness map and a magnetic map of the stellar surface from Doppler and Zeeman-Doppler imaging.

#### 3.1. Stellar parameters

To derive the stellar parameters, we fitted ESPaDOnS high-resolution spectra with synthetic ZEEMAN spectra (Landstreet 1988; Wade et al. 2001; Folsom et al. 2012) using a  $\chi^2$  minimization method based on a Levenberg Marquart algorithm (LMA). The synthetic ZEEMAN spectra are based on MARCS atmosphere models (Gustafsson et al. 2008) and the VALD line list database (Ryabchikova et al. 2015).

We extracted the effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ), and radial ( $V_r$ ), rotational ( $v \sin i$ ), and microturbulent ( $V_{\text{mic}}$ ) velocities by running the fitting procedure over 8 wavelength windows ranging from 522 to 754 nm, and excluding the regions with tellurics, emission or molecular lines. These are shown in Figure 1.

In order to derive those parameters, we set the macro-turbulent velocity ( $V_{\text{mac}}$ ) to  $2.0 \text{ km s}^{-1}$ , the surface gravity  $\log g$  to 4.0, and assumed a solar metallicity, which are typical parameters for low-mass TTSS, and used the veiling value derived in Section 3.3. We averaged the results from all spectra and wavelength windows, excluding the windows yielding larger values than 2-sigma from the mean, and derived  $T_{\text{eff}} = 3932 \pm 158 \text{ K}$ ,  $v \sin i = 13.3 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_r = 15.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$  and  $V_{\text{mic}} = 2.1 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ . To lower the uncertainty on the  $T_{\text{eff}}$  estimate, we fitted a mean spectrum by fixing all other parameters to the values found previously and focused on photospheric lines sensitive to  $T_{\text{eff}}$  variation, thus reducing the wavelength range between 550 and 650 nm. The resulting value,  $T_{\text{eff}} = 4067 \pm 59 \text{ K}$  is consistent with the

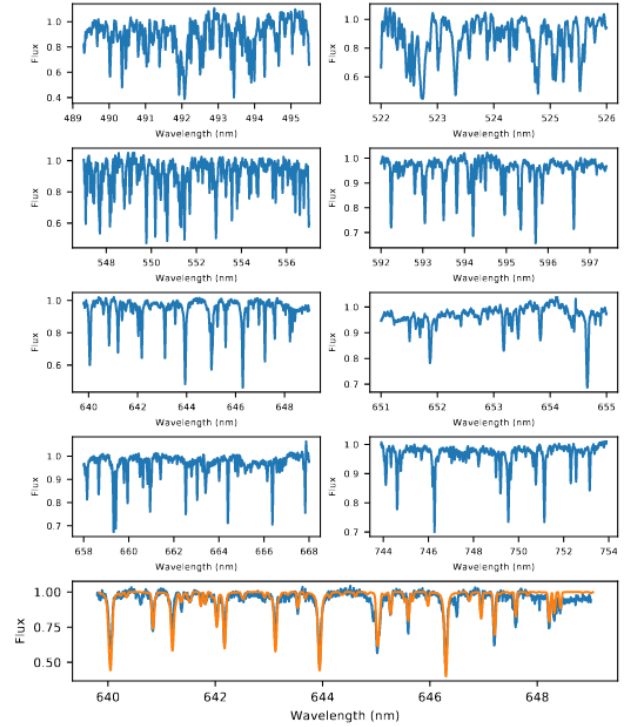


Fig. 1: First four rows: Spectral windows used for parameter fitting. Last row: V807 Tau's 639.8 - 649.0 nm spectral window (blue) overplotted with corresponding ZEEMAN synthetic spectrum (orange)

previous estimate and has a much lower uncertainty. Using a conversion table from Herczeg & Hillenbrand (2014), this  $T_{\text{eff}}$  corresponds to a K6.5-K7 spectral type, in agreement with Schaefer et al. (2012).

We next derived V807 Tau's luminosity to deduce its mass, radius, age, and internal structure from its location in the Hertzsprung-Russell diagram (HRD). We used the V and J band magnitudes derived by Schaefer et al. (2012) for the primary from the flux ratio between the three components of the system computed by the authors, combined with its Johnson V (Kharchenko & Roeser 2009) and 2MASS J band integrated magnitudes. This yields  $(V - J) = 2.694 \pm 0.139 \text{ mag}$  and, using intrinsic colors from Pecaut & Mamajek (2013) and the interstellar reddening law from Cardelli et al. (1989), we derived  $A_V = -0.11 \pm 0.19 \text{ mag}$  and  $A_J = -0.03 \pm 0.05 \text{ mag}$ . We thus assumed that the system suffers negligible extinction on the line of sight. Finally, we used the Gaia DR2 parallax<sup>1</sup> ( $\pi = 8.83 \pm 0.66 \text{ mas}$ , Gaia Collaboration (2018)) to compute the absolute magnitude in the J band,  $M_J = 3.42 \pm 0.19$ , from which we deduced the bolometric magnitude,  $M_{\text{bol}} = 5.05 \pm 0.24$ , by applying the bolometric correction from Pecaut & Mamajek (2013) ( $BC_J = 1.34 \pm 0.055$ ). Then we use  $M_{\text{bol}}$  to obtain  $L_* = 0.75 \pm 0.17 L_{\odot}$  and the Stefan-Boltzmann law to deduce  $R_* = 1.75 \pm 0.18 R_{\odot}$ .

<sup>1</sup> At the time of this analysis, Gaia EDR3 had not been released. However, because of the bad RUWE of V807 Tau, none of the two solutions is better than the other one; we thus kept the DR2 value. As information, using the Gaia EDR3 parallax  $\pi = 5.43 \pm 0.77 \text{ mas}$ , we got  $L = 1.99 \pm 0.71 L_{\odot}$ ,  $R = 2.85 \pm 0.60 R_{\odot}$ ,  $M = 0.596^{+0.059}_{-0.049} M_{\odot}$ ,  $M_{\text{rad}} = 0 \pm 0 M_{\odot}$ , and  $R_{\text{rad}} = 0 \pm 0 R_{\odot}$ .

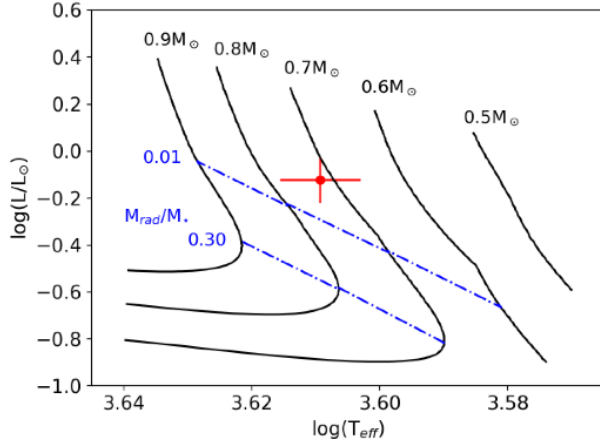


Fig. 2: V807 Tau’s position in the HR diagram. The red cross illustrates V807 Tau’s position with corresponding uncertainties. The black curves are the evolutionary tracks from Baraffe et al. (1998) PMS models, with the corresponding mass indicated on the top. The blue curves show the position where the radiative core of the star reaches 30% and 1% of the stellar mass.

$T_{\text{eff}}$	$4067 \pm 59 \text{ K}$
$v \sin i$	$13.3 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1}$
$i$	$53 \pm 5^\circ$ (Sect. 3.4)
$V_r$	$16.99 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ (Sect. 3.3.1)
$L_\star$	$0.75 \pm 0.17 L_\star$
$R_\star$	$1.75 \pm 0.18 R_\odot$
$M_\star$	$0.72^{+0.07}_{-0.06} M_\odot$
Age	1.8 Myr
$R_{\text{rad}}$	$0.0^{+0.1}_{-0.0} R_\star$
$M_{\text{rad}}$	$0.0^{+0.004}_{-0.0} M_\star$
$P_{\text{rot}}$	$4.386 \pm 0.005 \text{ d}$ (Sect. 3.2)
$\dot{M}_{\text{acc}}$	$7 \pm 2 \cdot 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Sect. 3.3.6)

Table 3: V807 Tau stellar parameters. The section where the parameter is derived is indicated in the case if it is not in Sect. 3.1.

These estimates are consistent with those reported by Schaefer et al. (2012),  $L_\star = 0.68 \pm 0.13 L_\odot$ , and by Akeson et al. (2019),  $L_\star = 0.96^{+0.17}_{-0.02} L_\odot$ , but not with the value derived by Herczeg & Hillenbrand (2014),  $L_\star = 1.82 L_\odot$ , who adopted  $A_V = 0.5 \text{ mag}$ . Combining the stellar radius, the rotational period of the system, and its  $v \sin i$ , we derive an inclination of  $i = 41 \pm 10^\circ$ .

Using the estimates above, we plotted V807 Tau in the HR diagram, as shown in Figure 2, and used a 2D interpolation routine on Baraffe et al. (1998) pre-main-sequence (PMS) evolutionary tracks to derive  $M_\star = 0.72^{+0.07}_{-0.06} M_\odot$  and an age of  $\sim 1.8 \text{ Myr}$ . The models also yield the internal structure of the star, with the fractional mass and radius of the radiative core,  $M_{\text{rad}}/M_\star = 0.0^{+0.004}_{-0.0}$  and  $R_{\text{rad}}/R_\star = 0.0^{+0.1}_{-0.0}$ . V807 Tau is thus fully or mostly convective. We computed the stellar parameters from the CES-TAM models as well (Marques et al. 2013; Villebrun et al. 2019), and obtained consistent results, namely  $M_\star = 0.67^{+0.04}_{-0.06} M_\odot$  and an age of about 1.7 Myr.

The stellar parameters of V807 Tau are summarized in Table 3.

### 3.2. Photometric analysis

A K2 light curve, shown in Fig. 3, was obtained for V807 Tau over 80 days in Spring 2017. It exhibits recurrent dips that appear periodic. A CLEAN periodogram analysis (Roberts et al. 1987) yields  $P_{\text{rot}} = 4.386 \pm 0.005 \text{ d}$ , which is consistent the  $P_{\text{rot}} = 4.3784 \pm 0.002 \text{ d}$  period derived by Rebull et al. (2020) from the same data set. The K2 light curve folded in phase is shown in Fig. 3. It confirms the periodicity of the photometric variations, even though there are significant residual variations beyond the periodic component. The light curve itself was classified as a dipper by Rebull et al. (2020), a class that often shows variable dips from one rotational cycle to the next. A more detailed discussion of V807 Tau’s K2 light curve is provided in Appendix A.

We assume here that the photometric period measures the stellar rotational period, and we thus adopt the following ephemeris throughout the paper to compute the rotational phase:

$$JD(d) = 2,457,819.55 + 4.38E, \quad (1)$$

where E is the rotational cycle.

The  $\sim 0.005 \text{ d}$  uncertainty attached to the period determination does not significantly impact the relative rotational phase within the series of ESPaDOnS spectra: Over a timescale of 12 days, the differential phase shift between the first and the last spectra would only amount to  $d\Phi_{\text{rot}} = \delta t dP/P^2 = 0.005 \cdot 12/4.38^2 = 0.003$ , which is negligible indeed. Even over the much longer timescale elapsed between the K2 light curve and the spectral data set, namely about 150 days, the phase shift due to the period uncertainty amounts to only  $d\Phi_{\text{rot}} = 0.04$ . We can thus confidently use the K2 light curve and its ephemeris to estimate the rotational phase at which the ESPaDOnS spectra were obtained.

The loose sampling rate of the CrAO photometry allows us to recover neither the periodicity in the photometric variations nor the epoch of the photometric minimum. For these two quantities we therefore fully rely on the previous Kepler K2 light curve. CrAO photometry nevertheless provides color information. Color-magnitude diagrams are shown in Fig. 4. The system becomes redder when fainter, and the color changes are consistent with reddening by ISM-like grains (Cardelli et al. 1989). While this color behavior supports the dipper light curve classification of this source, with recurrent dimming of the central star being due to circumstellar dust passing onto the line of sight, we cannot exclude the contribution from cold stellar spots as their color slope has been shown to be in the same range as that of circumstellar dust (Venuti et al. 2015).

### 3.3. Spectroscopic analysis

We present here the analysis of the ESPaDOnS spectroscopic time series. We first analyze the radial velocity variability of the star and then focus on the circumstellar line variability. The major emission lines seen in V807 Tau’s spectrum are the Balmer  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and  $H\gamma$  lines, as well as the Ca II infrared triplet (IRT) and the He I line 587.6 nm line. In addition, we also analyze the Na I D 588.9 nm doublet and the KI 770 nm line that mainly appear in absorption.

#### 3.3.1. Radial velocity

To measure V807 Tau’s radial velocity ( $V_r$ ) variations, we performed a cross-correlation between each spectrum and a photospheric template. The method consists of applying a velocity shift between the star and the template, broadened to the same

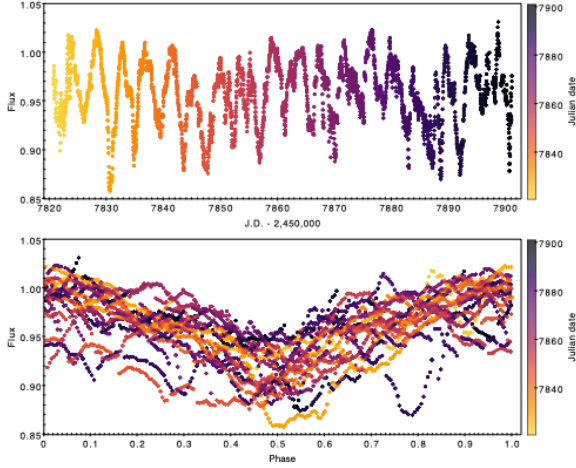


Fig. 3: *Top*: Kepler K2 light curve of V807 Tau. *Bottom*: Light curve folded in phase using a 4.38 d-period. The origin of time is arbitrarily set as JD 2,457,819.55, in order to locate the photometric minimum at phase 0.5. The color code scales with the Julian Date.

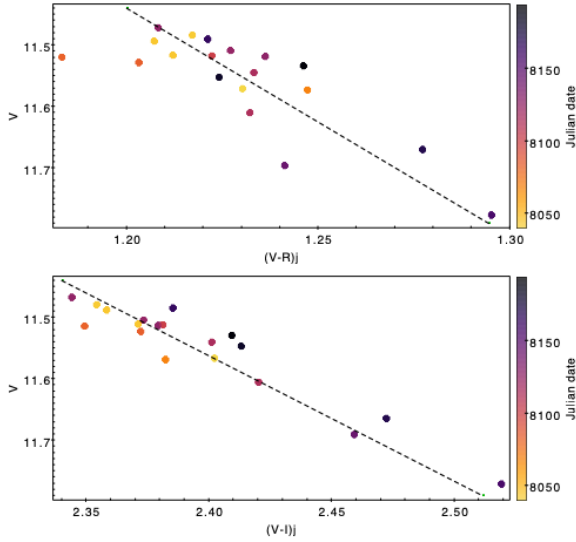


Fig. 4:  $V-(V-R)_J$  (*top*) and  $V-(V-I)_J$  (*bottom*) color-magnitude diagrams from CrAO multicolor photometry. The rms uncertainty is 0.013 mag in V and 0.020 mag in colors.

The color code scales with the Julian Date. The dashed line depicts the color slope of interstellar extinction. The system becomes redder when fainter, following a slope consistent with ISM reddening.

$v \sin i$ , over several wavelength windows and computing a linear correlation coefficient. This technique applied to a range of velocity shifts yields a curve of correlation coefficient versus velocity shift called the cross correlation function (CCF). The location of the peak of the CCF provides an estimate of the  $V_r$  difference between the star and the template. As a template, we chose V819 Tau, a WTTS with a K7 spectral type,  $V_r = 16.6 \text{ km s}^{-1}$ , and  $v \sin i = 9.5 \text{ km s}^{-1}$  (Donati et al. 2015). We used 15 different wavelength windows from 467 to 787.7 nm to derive

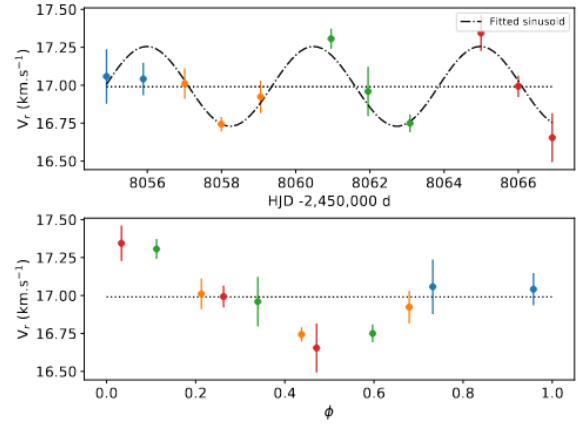


Fig. 5: *Top*: Radial velocity curve of V807 Tau (dots - each color corresponds to a rotational cycle) fitted with a sinusoid curve at a fixed period of 4.38 d (dash-dotted curve). *Bottom*: Radial velocity curve folded in phase using a 4.38 day period. The origin of time was set to HJD 2,458,051.69, i.e., 53 periods after the origin of time of the K2 ephemeris (Eq. 1) in order to set the first ESPaDOnS spectrum at cycle 0 while keeping the fractional rotational phase the same.

the CCF, in order to obtain a statistical average and rms uncertainty of  $V_r$ . We fitted all CCFs by a Gaussian function and we averaged the results over the 15 windows, using the corresponding standard deviation as uncertainty. Finally, we excluded the values discrepant by more than  $1 \sigma$  from the analysis, for which the cross correlation failed. This removed 3 complete windows (639-640 nm, 651-655 nm, and 738.5-758.5 nm), as well as 45 of the 132 remaining values. The results are summarized in Table 4 and the radial velocity curve is shown in Fig. 5.

We derive a mean  $V_r = 16.99 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ , from a quadratic mean of individual errors, which is consistent with the values found by Schaefer et al. (2012) between early 2001 ( $16.22 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ) and late 2002 ( $16.35 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ). These estimates are consistent within  $3\sigma$  with the ones they measured in late 2003 ( $15.55 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ), 2006 ( $15.40 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ), and 2010 ( $14.80 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ ) as well. They suggested that this downward trend is consistent with the orbital motion of the wide A-B pair.

The radial velocity curve appears to be modulated, and we fitted a sinusoid curve that yielded a period of  $4.49 \pm 0.16 \text{ d}$ , consistent with the more accurate period derived from the Kepler K2 light curve. Furthermore, a Lomb-Scargle periodogram of the radial velocity curve yields a peak at  $f \sim 0.22 \text{ d}^{-1}$  (i.e.,  $P \sim 4.55 \text{ d}$ ) with a FAP  $\sim 0.1$ , consistent with the sinusoid fit and with the stellar rotation period. To exclude the hypothesis of a monotonic radial velocity curve due to the error bars, we performed the following statistical test. We generated 1,000 radial velocity curves, where each point is randomly set to a value within the error bars shown in Fig. 5, following a Gaussian distribution. Then, for each radial velocity curve, we computed the sum of squared error (SSE) defined by:

$$SSE = \sum_i (y_i - f(x_i))^2, \quad (2)$$

where  $y_i$  is the data point and  $f(x_i)$  the model at the coordinate  $x_i$ . We thus obtained a set of 1,000 SSE derived with a sine curve as a model, and another set with a constant model value at the mean radial velocity. We compared the distributions of the two

sets of SSE using an Anderson-Darling test (Anderson & Darling 1952, 1954; Scholz & Stephens 1987). The test rejects the null hypothesis of the two distributions being the same with a significance level lower than 0.1%. This confirms that the radial velocity curve is modulated on the stellar rotation period, as expected from stellar spots (Vogt & Penrod 1983). Assuming a dominant single dark spot, it faces the observer when the radial velocity reaches its mean value, going from maximum to minimum. This occurs here at  $\phi \sim 0.3$ , which is not consistent with the photometric minimum occurring at  $\phi \sim 0.5$  in Fig. 3. The difference is larger than the phase uncertainty extrapolated from the Kepler K2 light curve to the ESPaDOnS observations. This suggests that the spot inducing the radial velocity variations lies at a different azimuth than the corotating circumstellar structure responsible for the dips seen in the K2 light curve.

### 3.3.2. Veiling

The so-called veiling is the filling in of photospheric lines by the additional continuum flux emitted by the hot spot arising from the accretion shock at the stellar surface. In order to measure veiling in V807 Tau's spectra, we used the same photospheric template and the same wavelength windows as those adopted to derive its radial velocity. However, Rei et al. (2018) revealed a line-dependent veiling with an additional component seen in the strongest photospheric lines. We thus measured veiling on the weakest lines to reduce this effect. The  $v \sin i$  broadened and  $V_r$  corrected template spectrum is fitted to V807 Tau's spectrum using an LMA algorithm, adding the veiling as a free parameter with the following equation:

$$I(\lambda) = \frac{I_t(\lambda)(1+r)}{1+I_t(\lambda)r}, \quad (3)$$

where  $I_t$  is the intensity of the template and  $r$  the fractional veiling. We thus derived a mean veiling of  $0.31 \pm 0.16$ , indicative of active accretion onto the star, but without evidence for significant variability nor modulation over the timeframe of the observations. The uncertainty corresponds to the standard deviation of the values measured on 15 wavelength windows.

### 3.3.3. Balmer lines

We investigate the Balmer emission lines  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and  $H\gamma$  in order to investigate the line shape modulation expected to arise from a non-axisymmetric magnetospheric accretion process. We computed residual line profiles using the same photospheric template as before, rotationally broadened and corrected for veiling.

The Balmer line profiles are shown in Fig. 6. The profiles are double-peaked with a deep central absorption. They are reminiscent of the Balmer line profiles of AA Tau (Bouvier et al. 2003, 2007a), the prototype of dippers, where the authors interpreted the central component as absorption due to low-velocity material from the funnel flow close to the disk plane.

The profiles are strongly variable in the blue and red emission wings. A couple of  $H\gamma$  profiles, more clearly shown in Fig. 7, exhibit shallow redshifted absorption components below the continuum up to a velocity of  $+180 \text{ km s}^{-1}$ . These inverse P Cygni (IPC) profiles are usually taken as a signature of accretion funnel flows passing on the line of sight (Edwards et al. 1994). Fig. 8 shows the temporal sequence of residual line profiles. IPC profiles are seen in the  $H\gamma$  line between phase 0.26 and 0.34, which is shifted by about 0.2 in phase with the photometric minimum. We provide a larger view of those profile on Fig. 7. We

also notice that the last three spectra of the series exhibit Balmer line profiles with a strongly depressed blue wing, which suggests enhanced outflow activity. This appears to be a transient event occurring over a few nights.

We performed a periodogram analysis in each  $2 \text{ km s}^{-1}$ -wide velocity channel across the line profiles, which we refer to as 2D periodograms. These are shown in Fig. 6. A periodic modulation is seen in the central absorption component of the  $H\alpha$  profile, and in the red wing of the  $H\beta$  and  $H\gamma$  line profiles. The maximum periodogram power occurs at a frequency around  $0.23 \text{ d}^{-1}$  (4.3 d), which is consistent with the stellar rotation period. The false alarm probability (FAP) of the peak in the central absorption of the  $H\alpha$  line and in the redshifted wings of the  $H\beta$  and  $H\gamma$  profiles is about  $10^{-2}$ . This indicates that various parts of the Balmer line profiles are intensity modulated on the stellar rotation period.

The correlation matrix is a powerful tool to investigate the relationship between intensity variations occurring over different velocity channels within the line profiles. It consists of computing a linear correlation coefficient between each velocity channel of a pair of lines. A strong correlation reveals a link between the two velocity channels, which points to a common physical origin for their variability. Figure 9 shows the autocorrelation matrices, meaning the correlation matrix between a line and itself, for the  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and  $H\gamma$  line profiles. The three lines show the same behavior, namely a strongly correlated variability within the red wing, and a similar behavior over the blue wing. The central absorption seems slightly anticorrelated with the rest of the profile. Fig. 6 shows that the central absorption component of the  $H\alpha$  profile hardly varies, while those seen in the  $H\beta$  and  $H\gamma$  profiles exhibit more significant variability. The cross-correlation matrices between the Balmer lines, also shown in Fig. 9, display the same pattern as the autocorrelation matrices. This suggests the three Balmer lines form under similar conditions in the immediate environment of the star.

AA Tau (Bouvier et al. 2003) and LkCa 15 (Alencar et al. 2018) exhibit similar Balmer line profiles as V807 Tau. This prompted us to attempt a Gaussian decomposition of the  $H\alpha$  profile for V807 Tau, as was previously done for these other young stellar objects. We assume the profile is a superposition of a broad central emission and two absorption components. The profile decomposition is illustrated in Fig. B.1 and the radial velocities of each component are listed in Table 4. The global fit yields a central emission that is slightly blueshifted, with  $V_{em} \sim -20 \text{ km s}^{-1}$ , a blueward asymmetry sometimes ascribed to disk occultation (Muzerolle et al. 2001; Alencar & Basri 2000). The velocity of the bluer absorption component varies between  $-75$  and  $-32 \text{ km s}^{-1}$ , while the velocity of the redder component, still lying mostly on the blue side of the line profile, ranges from  $-14$  to  $+4 \text{ km s}^{-1}$ . As shown in Fig. 10, the radial velocities of the two absorption components seem to correlate. The linear dependence is quite similar to that previously reported for the blue and red absorption components seen in the  $H\alpha$  line profiles of AA Tau and LkCa 15, a result that was interpreted as evidence for magnetospheric inflation (Bouvier et al. 2003). This phenomenon occurs when the truncation radius is not located at the corotation radius. Differential rotation along the accretion funnel flow forces the magnetic field lines to inflate, until they open and eventually reconnect to restore the initial configuration (Goodson et al. 1997). The reconnection process induces magnetospheric ejections (Zanni & Ferreira 2013), which might be responsible for the blueshifted absorptions seen during the last three nights of observation.



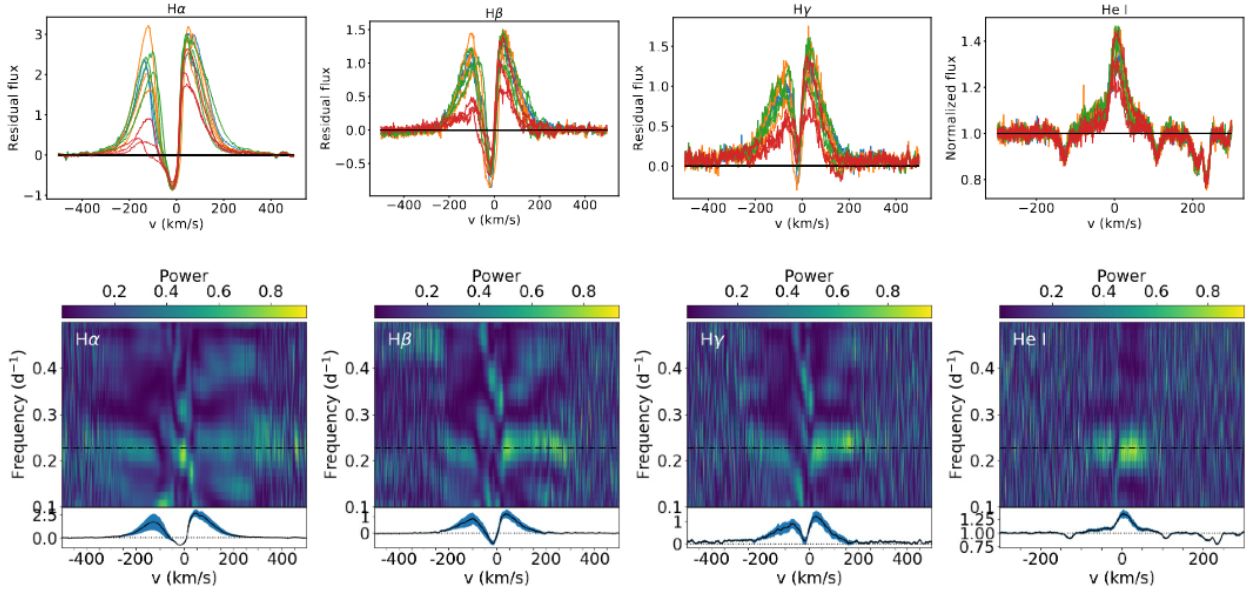


Fig. 6: *Top row*: Residual Balmer line and He I line profiles. The different colors correspond to successive rotational cycles. *Bottom row*: 2D periodograms of residual Balmer line and He I line profiles. Light yellow represents the highest power of the periodogram. The bottom panel shows the mean residual line profile (black) and its variance (blue). The dashed-dotted line indicates the rotational period of the star.

HJD (2450000+)	Photosphere		He I		$V_{em}$	H $\alpha$			H $\alpha$	H $\beta$	EW ( $\text{\AA}$ )	He I (NC)
	$V_r$	$\sigma V_r$	$V_r$	$\sigma V_r$		$V_{blue}$	$V_{red}$					
8054.90048	17.1	0.3	8.8	0.4	-28.3	-75.4	-13.8	10.7	4.3	3.1	0.14	
8055.89091	17.2	0.3	4.3	0.4	-16.0	-75.0	-12.9	11.2	4.4	3.5	0.17	
8057.00939	17.2	0.2	5.7	0.4	-18.3	-42.6	-2.5	9.1	3.1	2.2	0.17	
8057.99515	16.8	0.3	8.4	0.4	-16.9	-33.6	-0.9	12.2	5.0	3.6	0.21	
8059.05448	17.0	0.3	8.8	0.3	-31.6	-55.2	1.6	13.2	5.0	3.3	0.19	
8060.95421	17.4	0.2	2.5	0.4	-27.3	-34.4	0.8	11.7	3.7	2.5	0.18	
8061.95085	16.9	0.3	5.8	0.3	-20.9	-32.5	3.6	9.9	3.6	3.0	0.24	
8063.08059	17.8	0.3	8.9	0.3	-18.7	-67.1	-9.1	14.2	5.2	3.8	0.2	
8064.99530	17.3	0.2	3.0	0.5	-10.3	-48.1	-4.8	5.2	1.7	1.5	0.15	
8065.99958	17.1	0.3	5.5	0.4	6.7	-45.0	-7.8	4.5	2.0	1.4	0.17	
8066.91484	16.2	0.3	9.0	0.3	-25.1	-55.7	-7.6	6.2	2.9	3.0	0.21	

Table 4: Radial velocities listed for photospheric lines, the He I narrow emission component, and for each of the Gaussian components of the H $\alpha$  profile decomposition (see text). The EWs are also listed for Balmer lines and the He I narrow component.

### 3.3.4. He I 587.6 nm

The He I 587.6 nm line profiles seen in the ESPaDOnS spectra are displayed in Figs. 6 and 8. The line profile exhibits broad (FWHM $\sim 130$  km s $^{-1}$ ) and narrow (FWHM $\sim 30$  km s $^{-1}$ ) components. The narrow component (NC) is thought to form at least partly in the accretion post-shock at the stellar surface (Beristain et al. 2001). It displays strong variability and the 2D periodogram shown in Fig. 6 suggests it is modulated at the stellar rotation period, with a FAP $\sim 10^{-3}$ . Fig. 8 illustrates the periodic intensity variations of the He I line profile. The peak intensity of the narrow component of the He I line profile increases continuously from phase 0.03 to phase 0.34, and decreases again thereafter.

We performed a two-Gaussian decomposition of the line profile in order to isolate the narrow and broad components. We thus derived the centroid velocity of the narrow component, which is shown in Fig. 11. The NC is redshifted by  $\sim +6$  km s $^{-1}$  on aver-

age over the whole data set. The radial velocity displays variations with an amplitude of about 3 km s $^{-1}$  and is modulated at the stellar period. The maximum velocity occurs from phase 0.5 to 0.7. The radial velocity curve of the He I NC results from a combination of two effects: the intrinsic flow velocity in the post-shock region,  $V_{flow}$ , and the radial velocity shift of the hot spot due to stellar rotation,  $\delta V_r$ .

We develop a geometrical model to account for the periodic radial velocity variations of He I NC. We first consider the intrinsic velocity of the gas in the post shock region, going toward the star,  $V_{flow}$ . We used spherical coordinates to describe the velocity vector, with  $\varphi$  the rotational phase ( $\in [0; 2\pi]$ ),  $\theta$  the colatitude of the spot, and  $V_{flow}$  the radial velocity of the infalling material.

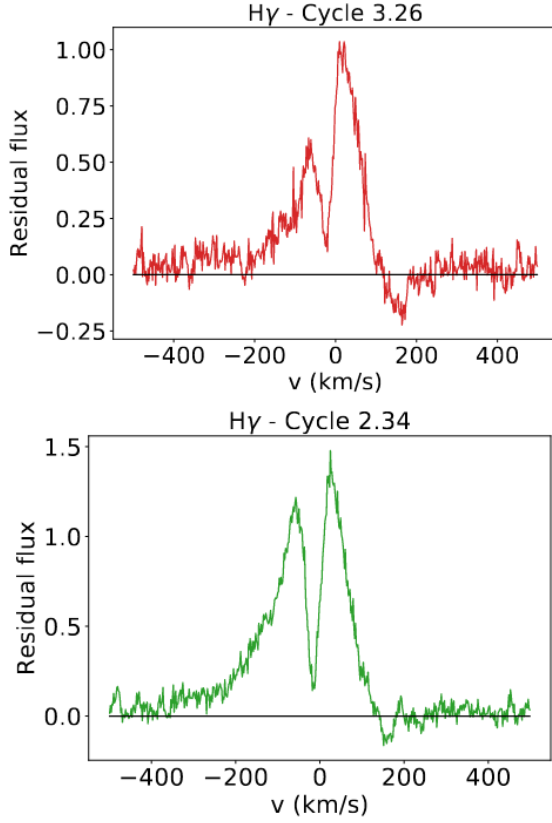


Fig. 7: H $\gamma$  residual line profiles exhibiting redshifted absorption components at phase 3.26 (*top*) and 2.34 (*bottom*).

The cartesian coordinates are thus described by:

$$\begin{cases} x = -V_{flow} \sin \theta \cos \varphi \\ y = -V_{flow} \sin \theta \sin \varphi \\ z = -V_{flow} \cos \theta, \end{cases} \quad (4)$$

where we assumed we observe the system along the x-axis in the case of an edge-on system ( $i=90^\circ$ ). Taking into account the actual stellar inclination  $i$ , we applied a rotation around the y axis by an angle  $\alpha = i - 90^\circ$ , yielding:

$$\begin{cases} x' = x \cos \alpha + z \sin \alpha \\ y' = y \\ z' = -x \sin \alpha + z \cos \alpha, \end{cases} \quad (5)$$

where  $x'$  is thus  $V_{flow}$  projected on the line of sight. We then consider the velocity shift due to stellar rotation, given by:

$$\delta V_r = -v \sin i \sin \theta \sin \varphi, \quad (6)$$

where we assume the spot faces the observer at phase 0.5 (*i.e.*,  $\varphi = \pi$ ). If the spot is located at another phase shifted by  $\delta\varphi$ , we simply apply the transformation  $\varphi' = \varphi - \delta\varphi$ . The apparent radial velocity of the He I NC is thus given by  $V_r(\text{He I NC}) = x' + \delta V_r$ .

Using the  $v \sin i$  and inclination derived in Sect. 3.1, and a hot spot latitude of  $70^\circ$  derived in Sect. 3.4, we derived  $V_{flow} = 9.5 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$ , which is consistent with accretion shock simulations by Matsakos et al. (2013). The model fit is shown in Fig. 11. We further derive that the hot spot faces the observer at  $\Phi_{rot} = 0.55 \pm$

0.07. This is consistent with the photometric minimum, and thus indicates that the accretion shock and the occulting structure are located at the same azimuth, as expected for a corotating funnel flow, and do not vary over more than 5 months.

Equivalent width (EW) measurements for the He I NC are summarized in Table 4. The largest EW occurs at phase 0.34, which correspond to the phase where the IPC profile is seen in the H $\gamma$  line profile.

### 3.3.5. Other lines

Other lines in the spectra of V807 Tau may provide clues to the star disk interaction region. We review them here briefly.

The 854 nm residual line of Ca II infrared triplet (IRT) is shown in Fig. 12. It exhibits the same double peaked shape as the Balmer lines except for a central reversal in emission that might be of chromospheric origin. This line is weaker and thus more difficult to analyze. Nevertheless, it exhibits significant variability, especially the central part of the profile. The periodogram analysis does not reveal any significant periodicity.

The Na I D lines are seen deeply in absorption in the spectra of V807 Tau. They are shown in Fig. 12 where we set the stellar rest velocity on the D2 line at 588.9 nm. No significant variability is seen in these profiles. In particular, no sign of episodic outflows, as reported in these lines for another young system HQ Tau (see Pouilly et al. 2020), is observed here. The deep, narrow, and stable absorption component seen at the stellar rest velocity is consistent with interstellar absorption from the Taurus cloud ( $V_{helio} \sim 18 \text{ km s}^{-1}$ , Pascucci et al. (2015)).

The KI line at 770 nm often shows the same structure as Na I lines (Pascucci et al. 2015). The profiles are shown in Fig. 12. They are quite stable, exhibiting deep photospheric absorption, and an interstellar absorption component at the center of the line.

### 3.3.6. Mass accretion rate

We computed V807 Tau's mass accretion rate ( $\dot{M}_{acc}$ ) using the Balmer residual lines' EW summarized in Table 4. We thus derived the line flux using  $F_{line} = F_0 \cdot EW \cdot 10^{-0.4m_\lambda}$  with  $F_0$  the reference flux,  $EW$  the line EW, and  $m_\lambda$  the extinction-corrected magnitude in the selected filter. We used the photometry from CrAO described in Sect. 2, converting the colors from the Johnson to the Cousins system using the relationships given by Fernie (1983). The line luminosity is computed as  $L_{line} = 4\pi d^2 F_{line}$ , with  $d$  the distance to the object, and we used the relationships between  $L_{line}$  and the accretion luminosity provided by Alcalá et al. (2017). The mass accretion  $\dot{M}_{acc}$  is obtained from:

$$L_{acc} = \frac{GM_\star \dot{M}_{acc}}{R_\star} \left[ 1 - \frac{R_\star}{R_t} \right], \quad (7)$$

using  $R_t = 5R_\star$ , a typical truncation radius for CTTSs (Bouvier et al. 2007a). We derived  $\dot{M}_{acc}(\text{H}\alpha) = 1.0 \pm 0.2 \cdot 10^{-9} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{acc}(\text{H}\beta) = 5 \pm 2 \cdot 10^{-10} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{acc}(\text{H}\gamma) = 7 \pm 3 \cdot 10^{-10} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ . We thus adopt  $\langle \dot{M}_{acc} \rangle = 7 \pm 2 \cdot 10^{-10} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$  as the mean mass accretion rate onto the star during our observations.

As shown in Fig. 13, the  $\dot{M}_{acc}$  variations during our observing run are small. They follow the EW of the Balmer lines (see Table 4).  $\dot{M}_{acc}$  from H $\alpha$  line fluctuates by about 20% around a value of  $10^{-9} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ , being stable within measurement uncertainties, except for the last three observations where it decreased by about a factor of two. Removing the last three measurements, a periodogram analysis yields weak evidence for the modulation of the accretion rate along the rotational cycle, as expected

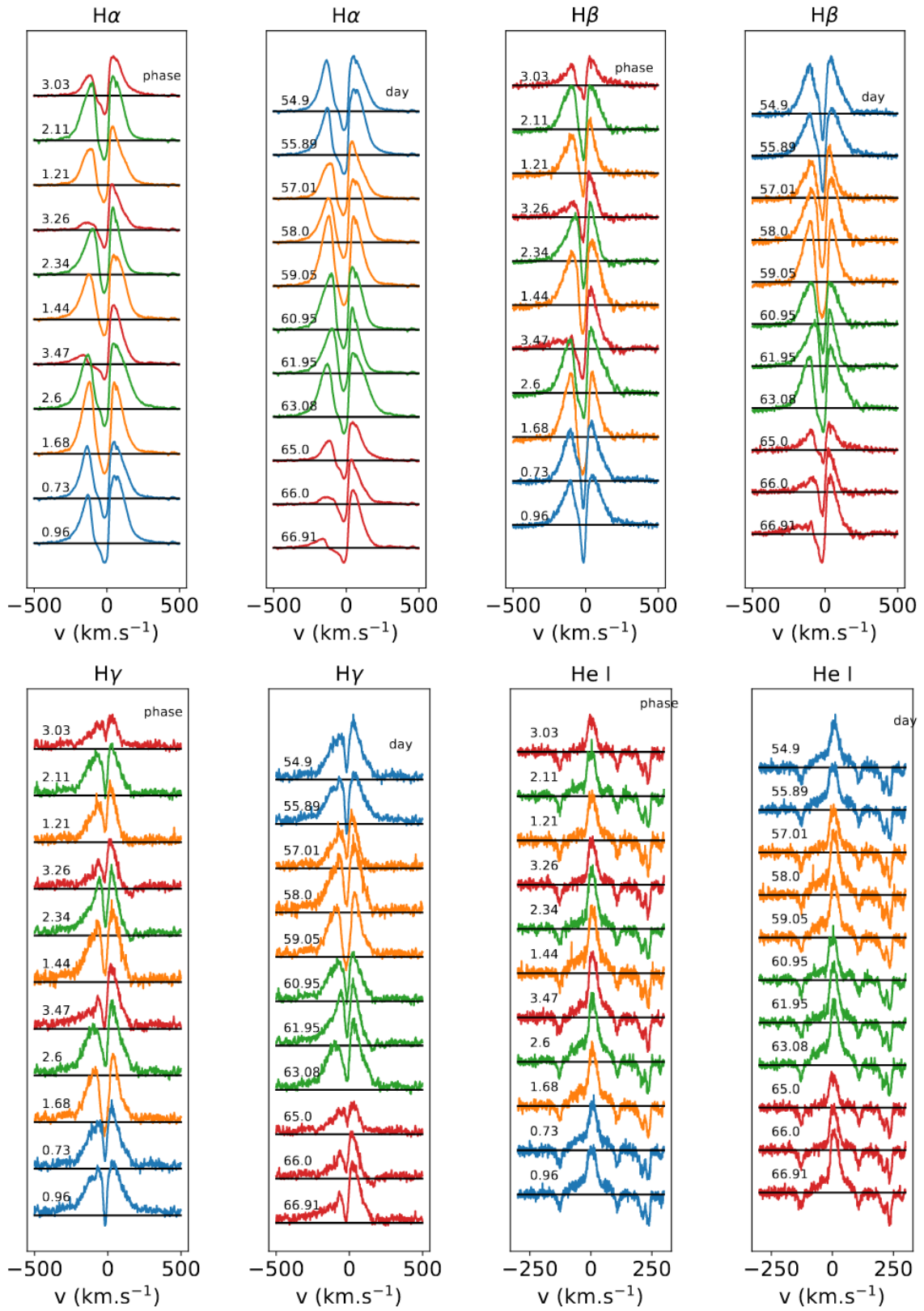


Fig. 8: From left to right, top to bottom panels: Residual profiles of  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  lines, and He I profile, sorted by phase and date.

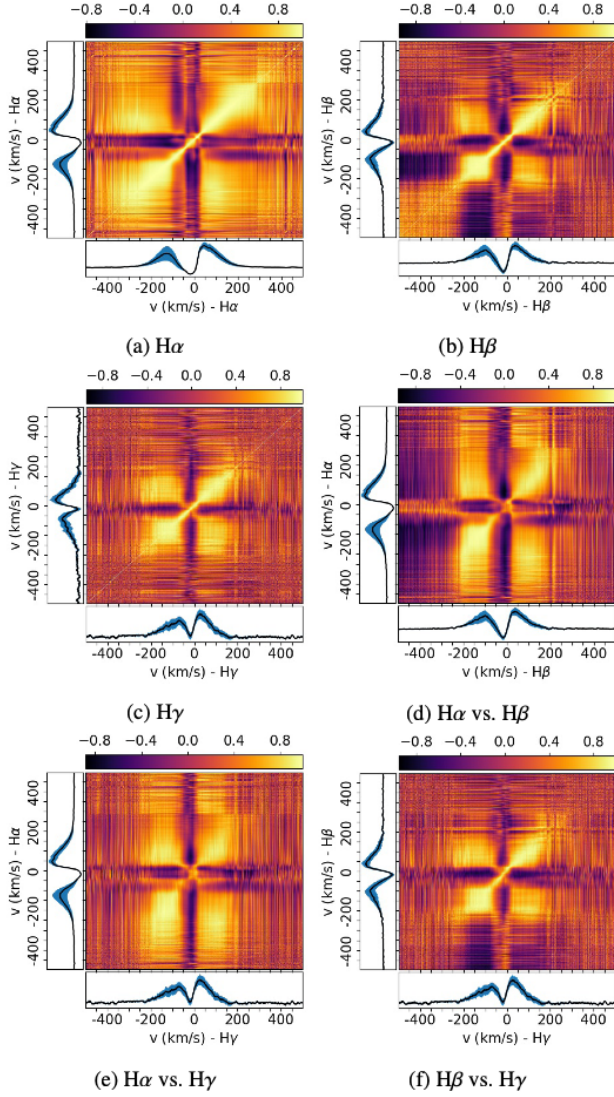


Fig. 9: Correlation matrix of residual Balmer lines. Light yellow represents a strong correlation, dark purple a strong anti-correlation, and orange means no correlation. The bottom and left inserts in each panel show the mean residual line profile (black) and its variance (blue) for each axis.

from a corotating accretion funnel flow, with a maximum around phase 0.6.

### 3.4. Spectropolarimetric analysis

We used the ESPaDOnS data set in polarimetric mode to study the magnetic field properties of V807 Tau. We first computed the Stokes I (unpolarized) and V (circularly polarized) photospheric profiles using the Least Square Deconvolution method (LSD - Donati et al. (1997)). This method increases the S/N of Zeeman signatures by extracting them from as many photospheric lines as possible (about 6000 lines in this study). We used the mean wavelength, intrinsic line depth, and Landé factor of 640 nm, 0.2, and 1.2, respectively (Pouilly et al. 2020). The photospheric lines were selected from the same VALD line list as in Sect.

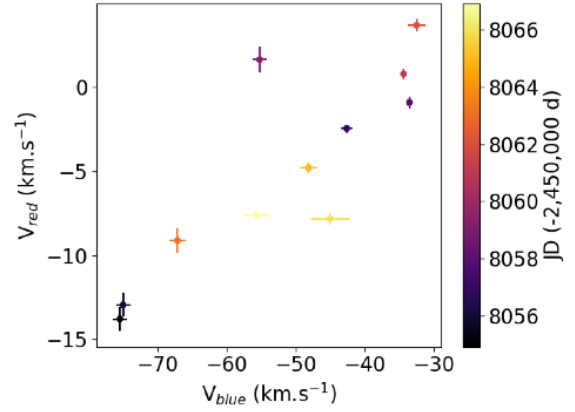


Fig. 10: Radial velocity of the two absorption components seen in the  $H\alpha$  line profile. The color scale indicates the Julian Date of observation.

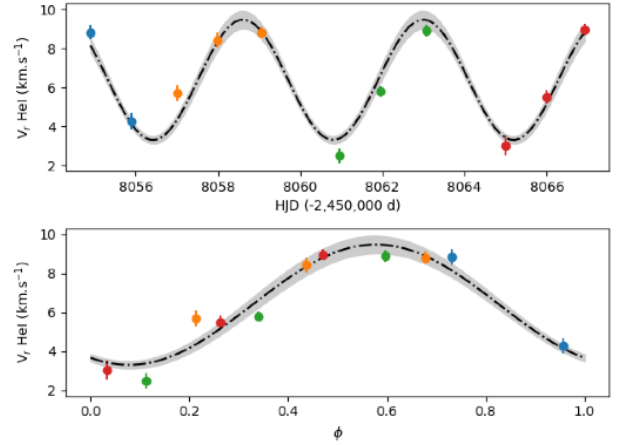


Fig. 11: Radial velocity curve of the He I line narrow component plotted as a function of Julian date (*top*) and rotational phase (*bottom*). The fit by the model fully described in Sec 3.3.4 is shown (*dash-dotted curve*) together with its  $1\sigma$  uncertainty (*gray area*). The color scale indicates the rotational cycle.

3.1, over the 490-990 nm wavelength range. We removed emission, telluric, and heavily blended lines to produce a suitable line mask and compute LSD Stokes profiles. The profiles are shown in Fig. 14. A clear magnetic signal is detected in the Stokes V profiles, indicative of a significant large-scale magnetic field.

We performed a 2D periodogram analysis on the LSD Stokes I profiles. The periodogram is shown in Fig. 15 and reveals a clear periodicity (FAP  $\sim 10^{-3}$ ) consistent with the rotation period over the whole profile. The same analysis was done on the Stokes V profiles and did not reveal any periodicity, even though it seems to smoothly vary in phase.

The Stokes I and V LSD profiles yield an estimate of the average longitudinal surface magnetic field component ( $B_l$ ), using the relationship (Donati et al. 1997; Wade et al. 2001):

$$B_l = -2.14 \times 10^{11} \times \frac{\int vV(v)dv}{\lambda g_c \int (1 - I(v))dv}, \quad (8)$$

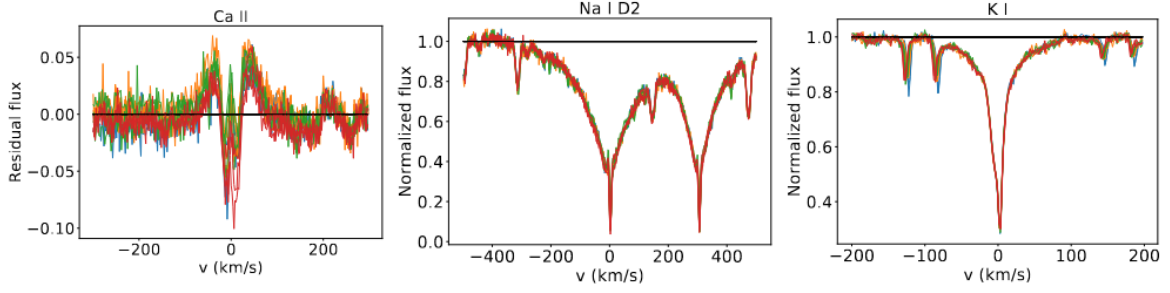


Fig. 12: From left to right: The 854 nm residual line profile of Ca II IRT, and the Na I D2 and K I (770 nm) line profiles. The color code indicates the rotation cycles.

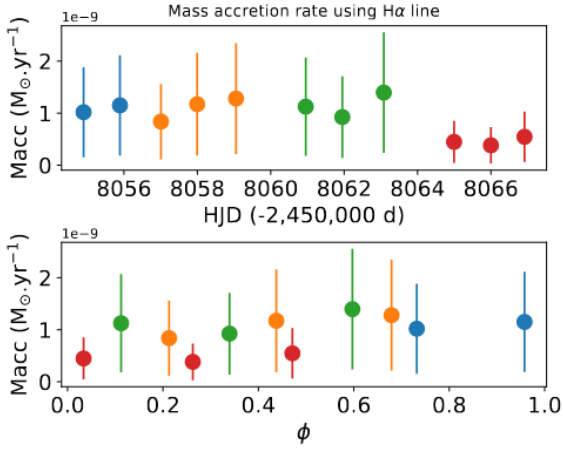


Fig. 13: Mass accretion rate computed from the  $H\alpha$  line is plotted as a function of Julian date (*top*) and rotation phase (*bottom*).

where  $B_l$  is expressed in Gauss,  $v$  is the velocity relative to line center,  $\lambda$  is the mean wavelength in nm, and  $g$  the Landé factor chosen for the LSD computation. The analysis was done over the range  $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$  around the stellar radial velocity,  $V_r \sim 17 \text{ km s}^{-1}$ , in order to avoid integration over the continuum which would increase the noise without adding signal. We propagated the uncertainties over a trapezoidal integration to produce the error bars. The resulting  $B_l$  curve is shown in Fig. 16. The  $B_l$  component is clearly modulated and a sinusoidal fit reveals a period of  $4.3 \pm 0.2 \text{ d}$ , consistent with the stellar period. We derive a mean  $\langle B_l \rangle = -13 \pm 3 \text{ G}$ , with extrema reaching about  $+30 \text{ G}$  and  $-40 \text{ G}$ , at phases  $\sim 0.2$  and  $\sim 0.6$ , respectively. Following the same method, we also derived  $B_l$  within the He I NC profiles shown in Fig. 17, thought to form in the post-shock region. The results are shown in Fig. 18. The  $B_l$  component of the He I line is modulated in the same way as the  $B_l$  component of the photospheric LSD profiles, but is much stronger, with an intensity reaching an absolute minimum of about  $-2 \text{ kG}$  around phase 0.7, consistent with the accretion shock location.

Using the photospheric LSD profiles, we performed a full Zeeman-Doppler imaging (ZDI) analysis (Donati et al. 2011, 2012) with the Python algorithm described in Folsom et al. (2018). We derived the magnetic field topology in two steps. We first built a Doppler image, which consists in iteratively adding dark and bright features on a uniformly bright stellar disk till

the Stokes I profiles are reproduced. The algorithm assumes a local Voigt profile for each cell at the stellar surface and minimizes the  $\chi^2$  while maximizing the entropy to adjust the brightness. We defined the Voigt parameters, meaning the Gaussian and Lorentzian widths, by fitting a Voigt profile to a slow rotator of the same spectral type. We chose the K6 type star HD88230, with  $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ , yielding a Gaussian and a Lorentzian width of  $2.66 \text{ km s}^{-1}$  and  $0.604 \times 2.66 \text{ km s}^{-1}$ , respectively.

We first performed the DI analysis using the stellar parameters we derived in previous sections in order to obtain a first target  $\chi^2$ . Then we adjusted the stellar parameters by computing DI maps on several grids of parameters around the estimated values and identify the minimal  $\chi^2$  and maximal entropy of each grid. The grids consist of 2D maps in the parameter space for all the free parameters such as the period, differential rotation,  $v \sin i$ ,  $V_r$ , and inclination angle. The period versus differential rotation grid ( $P$  vs.  $d\Omega$ ) does not allow us to constrain those parameters; we thus chose to fix the period at the value found in Sect. 3.2,  $P = 4.38 \text{ d}$ , and set  $d\Omega = 0$ . The other grids yielded  $v \sin i = 11.2 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_r = 15.8 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  and  $i = 53 \pm 5^\circ$ . These values are within  $3 \sigma$  of the estimates we derived above for these parameters. The resulting fits of the Stokes I profiles are shown in Fig. 14 and the corresponding brightness map is displayed in Fig. 19. The Doppler map reveals a bright feature located at a latitude of  $\sim 70^\circ$  extending from phase 0.4 to 0.8, consistent with the longitude at which the  $B_l$  curve's maximum absolute value occurs. It also corresponds to the phase at which the He I line intensity is maximum and to the longitude of the hot spot we derived above by modeling the radial velocity variations of the He I NC line profile. A darker region also appears at mid-latitudes, which extends from phase 0.1 to 0.4, consistent with the cool spot longitude inferred above from the photospheric  $V_r$  curve (Fig. 5).

We then computed the Zeeman Doppler image, which consists in fitting the Stokes V profiles starting from the computed brightness map in order to derive the magnetic field topology by adjusting the spherical harmonic components detailed in Donati et al. (2006). Fitting the circularly polarized profile beyond the  $l=5$  spherical harmonic order does not change the magnetic maps; we thus limited the spherical harmonics to this  $l$  value. The resulting surface maps for the radial, azimuthal, and meridional magnetic components are shown in Fig. 20.

The ZDI analysis suggests a large-scale field that is mostly poloidal (69 % of the total magnetic energy). A significant dipolar component (47 % of the poloidal energy) reaches 47 G at the pole, located at phase 0.7 and a latitude of about  $50^\circ$ . The quadrupolar and octopolar components represent 21 % and 13 %

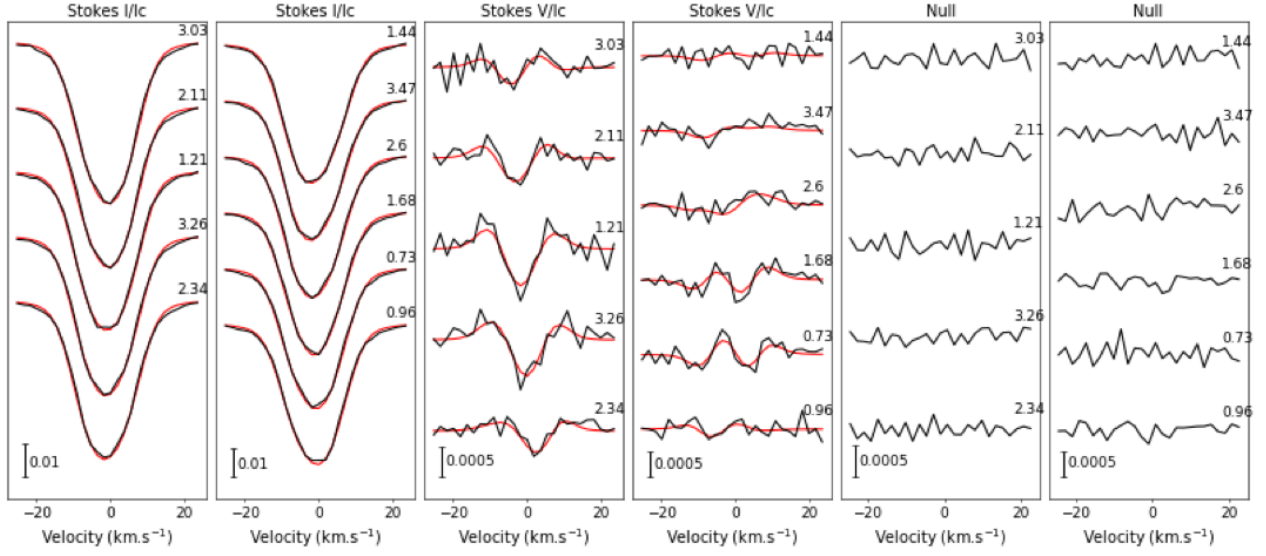


Fig. 14: V807 Tau’s Stokes I (left), V (middle), and Null (right) profiles (black) ordered by increasing fractional phase, and the fit produced by the ZDI analysis (red). The decimal part of each number next to each profile indicates the rotational phase.

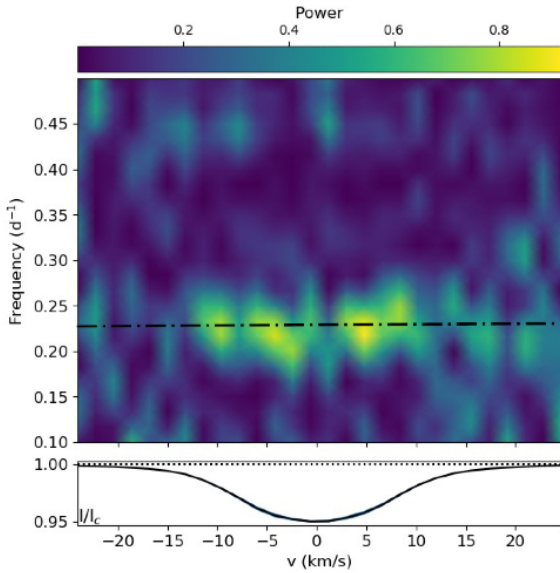


Fig. 15: 2D periodogram of LSD Stokes I photospheric profiles. Light yellow represents the highest power of the periodogram. The mean profile (black) and its standard deviation (blue) are represented in the bottom panel. The dashed-dotted line indicates the rotational period of the star

of the poloidal energy, respectively. Locally, the magnetic field reaches a strength up to 135 G, and its unsigned field strength averaged over the surface amounts to  $B_{mean} = 50$  G. The magnetic topology of V807 Tau presents a total axisymmetry of about 23 % (*i.e.*, the percentage of the total magnetic energy in components that are symmetric about the rotation axis, meaning for the spherical harmonic degree  $m = 0$ ). The axisymmetry of the poloidal components (*i.e.*, considering only the  $\alpha_{l,m=0}$  and

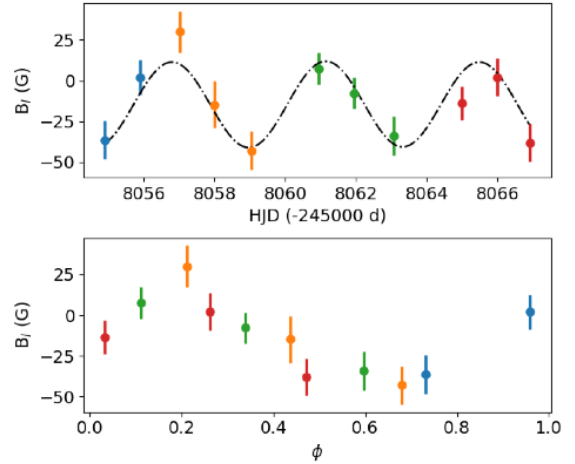


Fig. 16: Surface-averaged longitudinal magnetic field is plotted as a function of date in the top panel and as a function of rotational phase in the bottom panel, using the ephemerides described in Sect. 3.2. The dash-dotted curve in the top panel is the best sinusoid fit. The colors indicate successive rotation cycles.

$\beta_{l,m=0}$  components of the spherical harmonic expansion) represents about 8 %.

#### 4. Discussion

Following the identification of V807 Tau as a stable periodic dipper from its K2 light curve, we selected this system to be monitored by CFHT/ESPaDOnS in spectropolarimetric mode.

V807 Tau is a  $0.72 M_{\odot}$  CTTS of spectral type K7, and is fully convective according to PMS evolutionary models. The dipper-like K2 light curve exhibits a clear period of 4.38 d, with a dip amplitude amounting to about 10%. If those dips are due to obscuration by circumstellar dust located close to the corotation

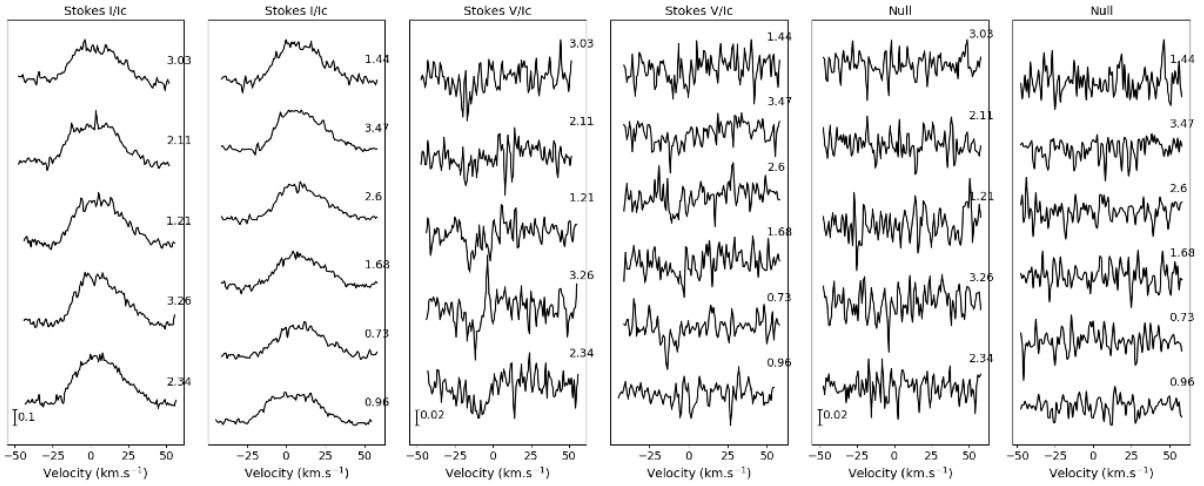


Fig. 17: He I 587.6 nm narrow component (*left*), circularly polarized (*middle*), and null signal (*right*), ordered by increasing phase.

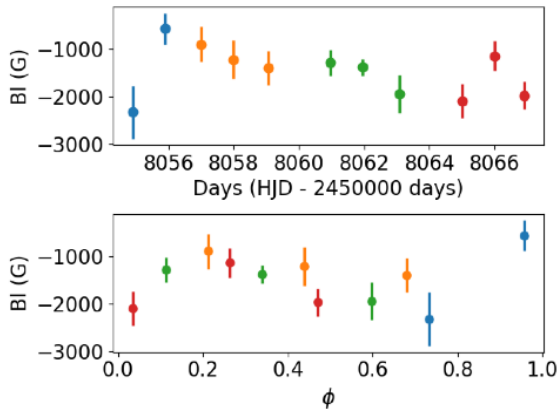


Fig. 18: Surface-averaged longitudinal magnetic field computed from the He I line as a function of the date (*top panel*) and rotational phase (*bottom panel*). The colors indicate successive rotation cycles.

radius, the period ought to reflect the stellar rotational period. This is confirmed by the spectroscopically derived radial velocity variations induced by surface spots that we find to be periodic at the same period. This is also the case for the modulation of the longitudinal component of the surface magnetic field we measure from spectropolarimetric analysis. We therefore conclude that the occulting material producing the dips in the light curve must be located close to the corotation radius in the circumstellar disk.

We thus defined the rotational ephemeris so that the rotational phase 0.5 corresponds to the photometric minimum, and maximum occultation of the central star by circumstellar dust. Furthermore, the stability of the K2 light curve, with recurrent dips occurring over more than 18 rotational cycles, is reminiscent of the behavior of the prototype of dippers, AA Tau. This suggests that the dips are caused by an inner disk warp interacting with the stellar magnetosphere close to the corotation radius.

V807 Tau's spectrum exhibits H $\alpha$ , H $\beta$ , and H $\gamma$  emission lines typical of accreting TTs, from which we deduce a mass accre-

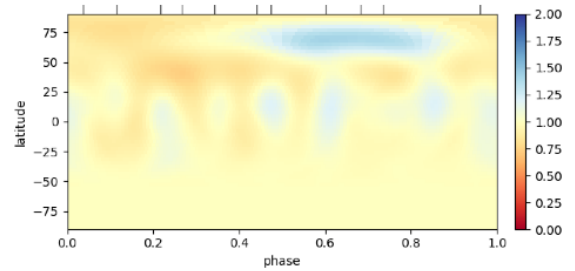


Fig. 19: Brightness map reconstructed from the LSD Stoke I profiles. Blue represents a brighter region and red a darker region. The mean brightness of the stellar surface is yellow. The ticks above the map are the phase of observation.

tion rate of  $\sim 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Indeed the double-peaked shape of the Balmer lines with a central absorption component is quite similar to the line profiles seen in other dippers, such as AA Tau (Bouvier et al. 2003, 2007a) and LkCa15 (Alencar et al. 2018), which also exhibit moderate mass accretion rates. We find that the intensity of the redshifted wing of the H $\beta$  and H $\gamma$  line profiles, up to a velocity of about  $+300 \text{ km s}^{-1}$ , is modulated at the stellar rotation period. This signature is consistent with ballistic accretion along funnel flows connecting the inner disk to the stellar surface, which periodically cross the line of sight.

In addition, the Balmer line profiles provide evidence consistent with a magnetospheric inflation scenario. The last 3 observations exhibit depressed blueshifted wings, which may indicate an episodic outflow. Magnetospheric inflation occurs when the magnetic field lines connect to the disk at a radius different from the corotation radius. In such a case, the lower and upper tips of the accretion funnel flow rotate at a different period. This induces a torque that inflates the field lines until they open up and reconnect, producing an ejection (Goodson et al. 1997). The

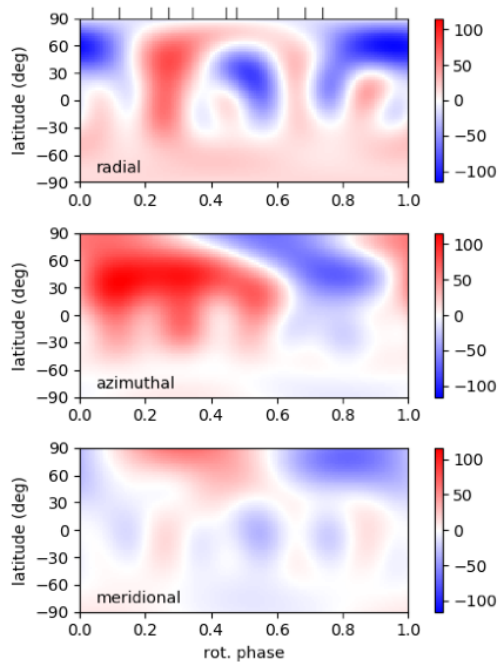


Fig. 20: Radial (*top*), azimuthal (*middle*), and meridional (*bottom*) magnetic field maps. Redder regions are positive field strength and bluer are negative (in G). The ticks above the top map are the phases of observation.

simulations of Zanni & Ferreira (2013) revealed that this phenomena is periodic, on a timescale amounting to several rotation periods. This accounts for the fact that these episodic ejection signatures are rarely seen in monitoring campaigns that cover only a few rotational periods (see, e.g., Pouilly et al. 2020). Furthermore, the Gaussian decomposition of the H $\alpha$  line profile reveals a linear correlation between the velocities of the blueshifted and redshifted absorption components (see Sect. 3.3.3), which has previously been interpreted as a signature of a magnetospheric inflation cycle (Bouvier et al. 2003).

Accretion funnel flows are expected to dissipate the kinetic energy of the accreted material at the stellar surface, producing an accretion shock, observable as a localized bright spot on the stellar photosphere. The narrow component of the He I 587.6 nm line is thought to arise in the post-shock region (Beristain et al. 2001). We find both the intensity and the radial velocity of the HeI narrow component to be rotationally modulated at the stellar rotation period, consistent with this interpretation. A detailed modeling of the He I NC radial velocity curve indicates that the hot spot faces the observer at phase 0.55, at a latitude of  $\sim 70^\circ$ . This is consistent with the photometric minimum, which indicates that the structure that occults the star is located at the same azimuth as the accretion shock. From this analysis we also derive a downward radial velocity of  $+9.5 \text{ km s}^{-1}$  for the gas in the postshock region.

The Doppler and Zeeman-Doppler analyses support the location we derived above for the accretion shock at the stellar surface. The Doppler map yields a bright area extending between phase 0.5 and 0.8, at a latitude ranging from  $50^\circ$  and  $75^\circ$ . The ZDI analysis reveals a mostly poloidal magnetic topology, with a significant dipolar component whose pole is anchored at phase

0.7 and a latitude of  $50^\circ$  on the stellar surface. The hot spot that signals the accretion shock at the stellar surface thus seems to be spatially associated with the magnetic pole of the large-scale magnetospheric component interacting with the disk at a distance of a few stellar radii. We note, however, that redshifted absorptions reaching below the continuum are more clearly seen in the H $\gamma$  line profile at phases 0.26 and 0.34, which suggests multiple accretion funnel flows onto the star.

From the Stokes V profile of He I NC component, which probes the strength of the magnetic field at the foot of the funnel flow, we derive a value of the longitudinal magnetic field of 2 kG at the pole. However, we cannot derive the magnetic topology from this line profile, which would allow us to estimate the strength of the large-scale dipolar component that interacts with the inner disk. Instead, since the periodicity of the light curve dips is consistent with the rotation period of the star, we may assume that the inner dusty disk is truncated close to corotation. We thus assume that the magnetospheric truncation radius  $r_{\text{mag}} \simeq r_{\text{cor}} = 5.8 \pm 0.4 R_\star$ , and derive the required strength of the corresponding dipolar magnetic field from the Bessolaz et al. (2008) expression:

$$\frac{r_{\text{mag}}}{R_\star} = 2m_s^{2/7} B_\star^{4/7} \dot{M}_{\text{acc}}^{-2/7} M_\star^{-1/7} R_\star^{5/7}, \quad (9)$$

where  $m_s \simeq 1$ ,  $B_\star$  is the equatorial magnetic field strength (*i.e.*, half of the polar value) in units of 140 G,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  is the mass accretion rate in units of  $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ,  $M_\star$  the stellar mass in units of  $0.8 M_\odot$ , and  $R_\star$  the stellar radius in units of  $2 R_\odot$ . This yields  $B_{\text{dipole}} \sim 550 \text{ G}$ , a value consistent with the  $B_l$  we measured in the post shock region, which includes the octupolar component as well.

The photometric and spectroscopic properties and variability of V807 Tau, as well as its magnetic topology, are all reminiscent of other dippers, where the periodic occultation of the central star results from a rotating inner disk warp. Most such dippers, however, are found to be seen at moderate to high inclinations (McGinnis et al. 2015), a necessary condition for the inner disk warp to intersect the line of sight to the star (Bodman et al. 2017). This does not seem to be the case for V807 Tau. From the rotation period,  $v \sin i$ , and the stellar radius, we derived an inclination of  $41 \pm 10^\circ$ , while the DI analysis yielded an independent estimate of  $i = 53 \pm 5^\circ$ . The moderate inclination of the system probably accounts for the fact that we do not see as deep redshifted absorptions, reaching below the continuum, as seen in the line profiles of other, more inclined dippers (see Alencar et al. 2018, for an example). It may also explain why the dips in V807 Tau's light curve are relatively shallow, amounting to only about 0.1 mag, compared to other, more inclined systems (e.g., 1.5 mag dips in AA Tau seen at an inclination of  $\sim 75^\circ$ , Bouvier et al. (1999)). Whether the inner disk warp induced by the inclined magnetosphere can reach high enough above the disk midplane so as to produce shallow stellar occultations in a system seen at moderate inclination has yet to be established.

Following the equation of Monnier & Millan-Gabet (2002) the dust sublimation radius,  $r_{\text{sub}}$ , is given by:

$$r_{\text{sub}} = (\sqrt{Q_r}/2) \times (T_{\text{eff}}/T_s)^2$$

, where  $Q_r = 1$  is the ratio of the dust absorption efficiencies, and  $T_s = 1500 \text{ K}$  is the dust sublimation temperature. We thus derive a dust sublimation radius  $r_{\text{sub}} = 3.7 \pm 0.5 R_\star$ , consistent with the presence of dust well within the corotation radius. In such a circumstance, dust may survive within the funnel flow, thus perhaps reaching high enough above the disk plane so as to



intercept the line of sight. This explanation was put forward to account for shallow dippers in NGC 2264 (Stauffer et al. 2015). The possibility of dust survival in accretion funnel flows was further investigated from dust sublimation models developed by Nagel & Bouvier (2020), which might apply to V807 Tau.

## 5. Conclusions

V807 Tau was singled out as a stable periodic dipper from its Kepler K2 light curve. The aim of the CFHT/ESPaDOnS follow-up campaign was to investigate the origin of the variability of the system by coupling spectropolarimetry and photometry. Specifically, the aim of this study was to characterize the magnetic properties and accretion process in this system.

We report several clues to the magnetospheric accretion process being at work in V807 Tau. The redshifted wings of the  $H\beta$  and  $H\gamma$  line profiles are modulated on the stellar rotation period, which is a signature of accretion funnel flow passing on the line of sight. The spectrum of V807 Tau exhibits a narrow component of the He I line at 587.6 nm, indicative of an accretion shock, whose visibility is also modulated at the stellar rotation period. Furthermore, its intensity is maximum at the phase where we measure the largest value of the longitudinal component of the magnetic field. Finally, the Zeeman-Doppler analysis of Stokes I and V profiles reveals a bright structure that supports the location of the accretion shock at the stellar surface and yields and a magnetic field topology showing an important a dipolar component. All these signatures are typical of low-mass CTTSs and are thought to arise from magnetically controlled accretion between the inner disk and the star. Strong variability is also seen in the blue wing of the Balmer line profiles, which suggests variable outflows. These, however, are not modulated at the stellar rotation period and appear to be transient, perhaps the result of magnetospheric ejections.

While an inner disk warp is expected to result from the interaction of the inner disk with the inclined magnetosphere at a distance of a few stellar radii, independent estimates suggest that the system is seen at a moderate inclination of about  $50^\circ$ , which is unusually low for a dipper. The low luminosity of the system, its moderate rotation, and low mass accretion rate, translate into the sublimation radius lying well inside the corotation and truncation radii. We suggest that in this specific configuration, dust may survive along a significant portion of the accretion funnel flow, thus giving rise to shallow dips in moderately inclined systems.

*Acknowledgements.* We thank an anonymous referee whose comments improved the content of this paper. This project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No 742095 ; SPIDI : Star-Planets-Inner Disk- Interactions; <http://www.spidi-eu.org>). This paper includes data collected by the Kepler mission. Funding for the Kepler mission is provided by the NASA Science Mission directorate. This work has made use of the VALD database, operated at Uppsala University, the Institute of Astronomy RAS in Moscow, and the University of Vienna. This project was funded in part by INSU/CNRS Programme National de Physique Stellaire and Observatoire de Grenoble Labex OSUG2020. S.H.P. Alencar acknowledges financial support from CNPq, CAPES and Fapemig. K. Grankin acknowledges the partial support from the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (grant 075-15-2020-780).

## Appendix A: K2-light curve's decomposition and dips structure analysis

Fig. A.1 presents the K2-light curve split in sections consisting of five successive dips, except for the last panel. Each section overlaps with the next one by one minimum, and each minimum is numbered.

We notice the variety of depth, shape, and duration of the minima and we propose here different hypotheses to account for them, focusing on the inner disk structure and magnetospheric topology. We highlight four different cases illustrated by the simulations shown in Fig. A.2 adapted from Romanova et al. (2013): i) Shallow and wide minima (#2, 5, 11, and 14) that can be attributed to a wide stream spread in azimuth (case 01). ii) Series of narrow dips with variable depth (#12, 16) that are consistent with a wide accretion flow split in several arms near the truncation radius (case 02). iii) Shallow and narrow dips that are preceded by another decrease in brightness with a 0.3-0.4 phase shift relative to the main minimum (#8, 9). These may be explained by a 2-arm stream near the truncation radius (case 03). iv) Single narrow dips (#3, 4, 6, 17, and 19), which would correspond to a narrow accretion funnel flow (case 04).

We also notice temporal decreases in the maximum brightness level that can last for several cycles (for example, from dips #6 to 9, and from #14 to 17), which suggests that the star may remain partly obscured between major dips.

## Appendix B: Gaussian decomposition of the H $\alpha$ line profile.

Figure B.1 illustrates examples of the Gaussian decomposition of the H $\alpha$  line profile, consisting of a broad central emission and two narrow absorption components.

## References

- Akeson, R. L., Jensen, E. L. N., Carpenter, J., et al. 2019, *ApJ*, 872, 158  
 Alcalá, J. M., Manara, C. F., Natta, A., et al. 2017, *A&A*, 600, A20  
 Alencar, S. H. P. & Basri, G. 2000, *AJ*, 119, 1881  
 Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Donati, J. F., et al. 2018, *A&A*, 620, A195  
 Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Walter, F. M., et al. 2012, *A&A*, 541, A116  
 Alencar, S. H. P., Teixeira, P. S., Guimarães, M. M., et al. 2010, *A&A*, 519, A88  
 Anderson, T. W. & Darling, D. A. 1952, *Annals of Mathematical Statistics*, 23, 193  
 Anderson, T. W. & Darling, D. A. 1954, *Journal of the American Statistical Association*, 49, 765  
 Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403  
 Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *ApJ*, 551, 1037  
 Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *A&A*, 478, 155  
 Bodman, E. H. L., Quillen, A. C., Ansdell, M., et al. 2017, *MNRAS*, 470, 202  
 Bouvier, J., Alecian, E., Alencar, S. H. P., et al. 2020a, *A&A*, 643, A99  
 Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Boutelier, T., et al. 2007a, *A&A*, 463, 1017  
 Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007b, *Protostars and Planets V*, 479  
 Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *A&A*, 349, 619  
 Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 169  
 Bouvier, J., Perraut, K., Le Bouquin, J. B., et al. 2020b, *A&A*, 636, A108  
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245  
 Cody, A. M. & Hillenbrand, L. A. 2018, *AJ*, 156, 71  
 Donati, J.-F. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 307, *Solar Polarization*, ed. J. Trujillo-Bueno & J. Sanchez Almeida, 41  
 Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2019, *MNRAS*, 483, L1  
 Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2020, *MNRAS*, 491, 5660  
 Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 472  
 Donati, J. F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2948  
 Donati, J. F., Hébrard, E., Hussain, G. A. J., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 3706  
 Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 629  
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658  
 Donati, J. F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 1347  
 Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrusis, C. 1994, *AJ*, 108, 1056  
 Fernie, J. D. 1983, *PASP*, 95, 782  
 Folsom, C. P., Bagnulo, S., Wade, G. A., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2072  
 Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 4956  
 Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 580  
 Gaia Collaboration. 2018, *VizieR Online Data Catalog*, 1345  
 Goodson, A. P., Winglee, R. M., & Böhm, K.-H. 1997, *ApJ*, 489, 199  
 Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, 486, 951  
 Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *ARA&A*, 54, 135  
 Herczeg, G. J. & Hillenbrand, L. A. 2014, *ApJ*, 786, 97  
 Kharchenko, N. V. & Roeser, S. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, I/280B  
 Landstreet, J. D. 1988, *The Astrophysical Journal*, 326, 967  
 Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *A&A*, 549, A74  
 Matsakos, T., Chièze, J. P., Stehlé, C., et al. 2013, *A&A*, 557, A69  
 McGinnis, P. T., Alencar, S. H. P., Guimarães, M. M., et al. 2015, *A&A*, 577, A11  
 Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694  
 Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 550, 944  
 Nagel, E. & Bouvier, J. 2020, *A&A*, 643, A157  
 Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., & Jayawardhana, R. 2012, *ApJ*, 745, 119  
 Pascucci, I., Edwards, S., Heyer, M., et al. 2015, *ApJ*, 814, 14  
 Pecaui, M. J. & Mamajek, E. E. 2013, *ApJS*, 208, 9  
 Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2020, *A&A*, 642, A99  
 Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Cody, A. M., et al. 2020, *AJ*, 159, 273  
 Rei, A. C. S., Petrov, P. P., & Gameiro, J. F. 2018, *A&A*, 610, A40  
 Roberts, D. H., Lehar, J., & Dreher, J. W. 1987, *AJ*, 93, 968  
 Rodriguez, J. E., Ansdell, M., Oelkers, R. J., et al. 2017, *ApJ*, 848, 97  
 Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2013, *MNRAS*, 430, 699  
 Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, *Phys. Scr*, 90, 054005  
 Schaefer, G. H., Prato, L., Simon, M., & Zavala, R. T. 2012, *ApJ*, 756, 120  
 Scholz, F. W. & Stephens, M. A. 1987, *Journal of the American Statistical Association*, 82, 918  
 Simon, M., Holfeltz, S. T., & Taff, L. G. 1996, *ApJ*, 469, 890  
 Stauffer, J., Cody, A. M., McGinnis, P., et al. 2015, *AJ*, 149, 130  
 Terquem, C. & Papaloizou, J. C. B. 2000, *A&A*, 360, 1031  
 Venuti, L., Bouvier, J., Irwin, J., et al. 2015, *A&A*, 581, A66  
 Villebrun, F., Alecian, E., Hussain, G., et al. 2019, *A&A*, 622, A72  
 Vogt, S. S. & Penrod, G. D. 1983, *PASP*, 95, 565  
 Wade, G. A., Bagnulo, S., Kochukhov, O., et al. 2001, *A&A*, 374, 265  
 Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99

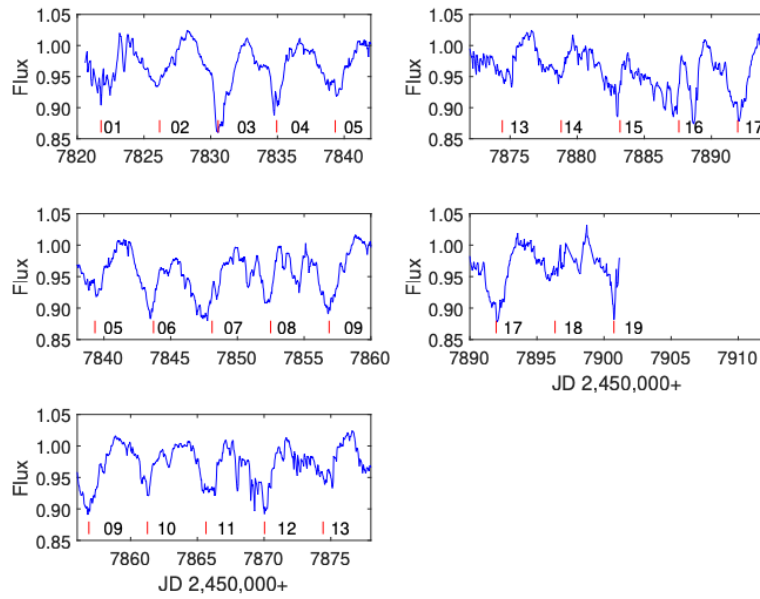


Fig. A.1: K2-light curve of V807 Tau split into sections of five successive minima. Each panel overlaps the previous one by one minimum. The red lines identify the location of the minima, separated by a constant time interval corresponding to the rotational period of the star.

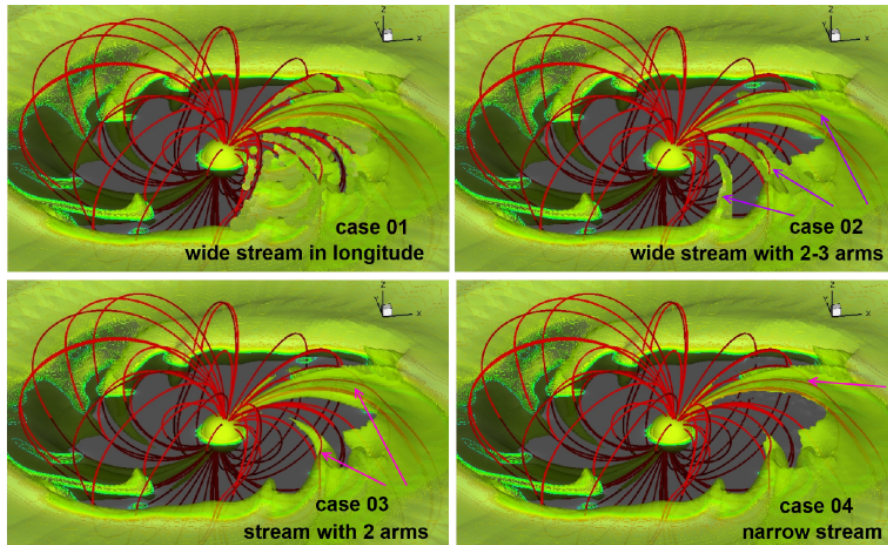


Fig. A.2: Artist view adapted from the 3D simulations of Romanova et al. (2013) of accretion funnel flows along an inclined magnetosphere. Those describe the four cases invoked in Appendix A to explain the different dips shapes. The top left panel represents an accretion flow covering a wide range in longitude (case 1), the top right panel shows a wide accretion flow split in several arms (case 2), the bottom left panel represents an accretion flow narrower than cases 1 and 2 and split in two different arms (case 3), and the bottom right panel shows a typical accretion flow of one narrow stream (case 4).

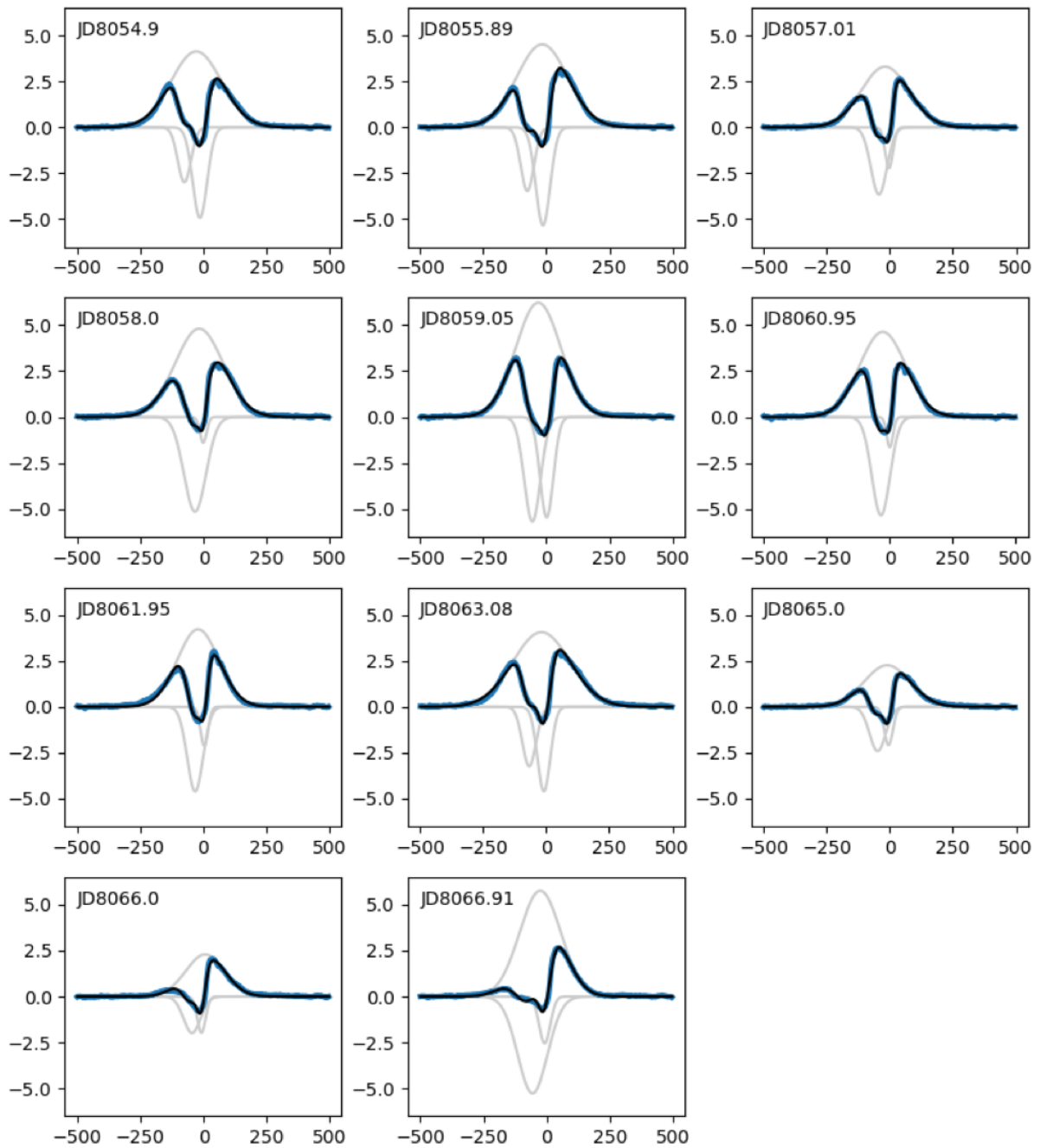


Fig. B.1: Gaussian decomposition of the H $\alpha$  line profile. The observed profiles are shown in blue, the fit is shown in black, and the different components are detailed in gray.

## 4.5 Références

- Akeson, R. L., Jensen, E. L. N., Carpenter, J., et al. 2019, *Astrophysical Journal*, 872, 158
- Alencar, S. H. P. & Basri, G. 2000, *Astronomical Journal*, 119, 1881
- Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Donati, J. F., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 620, A195
- Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Walter, F. M., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 541, A116
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 337, 403
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *Astrophysical Journal*, 551, 1037
- Bertout, C. & Genova, F. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 460, 499
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 478, 155
- Bodman, E. H. L., Quillen, A. C., Ansdell, M., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470, 202
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Boutelier, T., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 463, 1017
- Bouvier, J. & Bertout, C. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 211, 99
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 619
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 169
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 245
- Cody, A. M. & Hillenbrand, L. A. 2018, *Astronomical Journal*, 156, 71
- Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, L1
- Donati, J. F., Bouvier, J., Alencar, S. H., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 491, 5660
- Donati, J. F., Hébrard, E., Hussain, G. A. J., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453, 3706
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 658
- Donati, J. F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 1347
- Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *Astrophysical Journal*, 796, 132
- Fernie, J. D. 1983, *PASP*, 95, 782
- Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 4956

- Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457, 580
- Gaia Collaboration. 2018, *VizieR Online Data Catalog*, 1345
- Goodson, A. P., Winglee, R. M., & Böhm, K.-H. 1997, *Astrophysical Journal*, 489, 199
- Gray, D. F. 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 3rd edn. (Cambridge University Press)
- Gregory, S. G. 2011, *American Journal of Physics*, 79, 461
- Gregory, S. G., Donati, J. F., Morin, J., et al. 2012, *Astrophysical Journal*, 755, 97
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *Astronomical Journal*, 108, 1906
- Herczeg, G. J. & Hillenbrand, L. A. 2014, *Astrophysical Journal*, 786, 97
- Hussain, G. A. J., Collier Cameron, A., Jardine, M. M., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 189
- James, D. J., Melo, C., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 446, 971
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995, *Astronomical Journal*, 109, 2800
- Kharchenko, N. V. & Roeser, S. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, I/280B
- Lavail, A., Kochukhov, O., & Hussain, G. A. J. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 630, A99
- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 522, A104
- Long, F., Herczeg, G. J., Harsono, D., et al. 2019, *Astrophysical Journal*, 882, 49
- Luhman, K. L. 2018, *Astronomical Journal*, 156, 271
- Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 549, A74
- Matsakos, T., Chièze, J. P., Stehlé, C., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 557, A69
- McGinnis, P. T., Alencar, S. H. P., Guimarães, M. M., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 577, A11
- Mendigutía, I., Calvet, N., Montesinos, B., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 535, A99
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *Astrophysical Journal*, 579, 694
- Mundt, R. 1984, *Astrophysical Journal*, 280, 749
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *Astrophysical Journal*, 550, 944
- Nagel, E. & Bouvier, J. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 643, A157
- Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., & Jayawardhana, R. 2012, *Astrophysical Journal*, 745, 119

- Norton, A. J., Wheatley, P. J., West, R. G., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 467, 785
- Pascucci, I., Edwards, S., Heyer, M., et al. 2015, *Astrophysical Journal*, 814, 14
- Pecaut, M. J. & Mamajek, E. E. 2013, *Astrophysical Journal*, Suppl., 208, 9
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Cody, A. M., et al. 2020, *Astronomical Journal*, 159, 273
- Rodriguez, J. E., Ansdell, M., Oelkers, R. J., et al. 2017, *Astrophysical Journal*, 848, 97
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 699
- Schaefer, G. H., Prato, L., Simon, M., & Zavala, R. T. 2012, *Astrophysical Journal*, 756, 120
- Simon, M. N., Pascucci, I., Edwards, S., et al. 2016, *Astrophysical Journal*, 831, 169
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *Astronomical Journal*, 131, 1163
- Sokal, K. R., Johns-Krull, C. M., Mace, G. N., et al. 2020, *Astrophysical Journal*, 888, 116
- Stauffer, J., Cody, A. M., McGinnis, P., et al. 2015, *Astronomical Journal*, 149, 130
- Turner, N. J., Carballido, A., & Sano, T. 2010, *Astrophysical Journal*, 708, 188
- Venuti, L., Bouvier, J., Irwin, J., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 581, A66
- Villebrun, F., Alecian, E., Hussain, G., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 622, A72
- Vogt, S. S. & Penrod, G. D. 1983, *PASP*, 95, 565
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 550, A99

# Chapitre 5

## Conclusion de la thèse

*« Celui qui s'oriente sur l'étoile ne se retourne pas. »*

---

Leonardo Da Vinci

### Sommaire

---

<b>5.1 Rappel des grandes problématiques</b> . . . . .	<b>132</b>
<b>5.2 Apportées du projet de thèse</b> . . . . .	<b>134</b>
<b>5.3 Travaux futurs</b> . . . . .	<b>137</b>
<b>5.4 Références</b> . . . . .	<b>138</b>

---



## 5.1 Rappel des grandes problématiques

Mon projet de thèse a comme objectif central l'étude des étoiles jeunes accrétantes, et plus précisément de leur variabilité. La problématique de ce projet concerne la détection de planètes naissantes à courte période dans les régions internes du disque de ces objets. Les planètes de type Jupiter sont parmi les premières planètes et aussi les plus nombreuses à avoir été détectées (voir [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)). Le scénario classique de formation est l'accrétion de cœur (Pollack et al., 1996; Rice & Armitage, 2003), commençant par l'accrétion de particules de poussière et de planétésimaux dans le disque, formant des cœurs planétaires. Si ce cœur est assez massif, il accrétera plus efficacement les poussières et le gaz qui l'entourent, principalement dans son enveloppe. Si le cœur atteint une certaine masse, l'enveloppe va s'étendre en accrétant majoritairement du gaz, formant une planète géante de type Jupiter. Même si ce scénario permet la formation de ces planètes, il demande un temps supérieur au temps de vie du disque (entre 1 et 10 Myr selon Ribas et al., 2014) pour les former là où elles sont détectées. Par exemple, pour former une planète de type Jupiter à 5 UA de l'objet central avec la théorie de Pollack et al. (1996), cela demande 6 Myrs, et ce temps croît pour des rayons plus grands. Ajouter la migration vers l'intérieur (Alibert et al., 2005) ainsi qu'une plus faible opacité du disque (Movshovitz et al., 2010) permet de réduire ce temps de formation. L'autre scénario pouvant amener à la formation de ce type de planète provient d'instabilités gravitationnelles dans le disque (Boss, 1997), qui apparaissent quand la gravité du disque devient plus importante que la pression thermique. Ce processus permet de former des planètes de type Jupiter en quelques milliers d'années, mais n'est pas très clair dans tous les disques. Les récentes détections d'exoplanètes de type Jupiter très proches d'étoiles très jeunes (e.g. David et al., 2019a,b; Donati et al., 2016; Johns-Krull et al., 2016; Klein et al., 2021) amènent des contraintes sur les conditions de formation de ces planètes, et quelque soit le scénario de formation, il doit être rapide et commencer tôt. Afin de mieux comprendre les processus de formation planétaire, il est nécessaire d'accroître la quantité de données, et donc le nombre de détections, en particulier autour de systèmes jeunes pour détecter des planètes en formation ou tout juste formées.

La majorité des planètes de type Jupiter sont détectées proche de leur étoile, à moins de 0.1 UA (voir [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)), ce qui peut être impacté par des biais observationnels. Cette région est aussi celle où les interactions magnétosphériques entre l'étoile et son disque sont observées et la présence d'une telle planète devrait probablement perturber ces interactions. La complexité des interactions magnétosphériques amène la nécessité d'une compréhension et d'une caractérisation complète de leurs fonctionnements afin de pouvoir extraire un signal planétaire des variabilités du système. L'objectif de ma thèse a donc été de caractériser en particulier les processus d'accrétion magnétosphérique des étoiles T Tauri classiques, des étoiles jeunes entourées d'un disque d'accrétion, et dont le champ magnétique domine le processus d'accrétion. Cependant, cette région est inaccessible par imagerie directe car elle est trop brillante et donc masquée par le coronographe indispensable à l'étude du disque. Il est donc inévitable d'utiliser des méthodes indirectes pour étudier cette zone, et de combiner plusieurs observables pour identifier les marqueurs propres à chaque processus. J'ai utilisé, pour mener à bien ce projet, des suivis photométriques, spectroscopiques et spectropolarimétriques.

L'utilisation de ces 3 méthodes à la fois permet de mettre en regard les différentes signatures, et ainsi caractériser avec plus de précision les différents processus. La photométrie spatiale permet de lever une difficulté à distinguer les différentes sources de variabilité du fait de la plus large couverture en temps et en longueur d'onde, mais de-

mande tout de même des bases de temps et des gammes de longueur d'onde variées (Cody et al., 2014). La spectroscopie haute résolution permet d'obtenir des détails sur les processus en place, car chaque processus émet ses propres raies ou composante de raies, que l'on peut résoudre grâce à la haute résolution. En utilisant des suivis sur plusieurs périodes de rotation, on peut remonter à l'origine des signatures grâce leur variabilité et ainsi caractériser le processus qui en est responsable. Enfin, la spectropolarimétrie offre les informations les plus directes concernant le champ magnétique, qui est à l'origine de nombreuses sources de variabilité des CTTs. Ces trois méthodes amènent donc des visions différentes de ces objets, mais complémentaires dans la mesure où les différentes observations se font dans un temps rapproché. C'est justement cette proximité ainsi que la complémentarité des 3 méthodes que j'ai exploitées, entre les observations photométriques Kepler-K2 et des suivis avec le spectropolarimètre ESPaDOnS au CFHT.

La complexité du phénomène d'accrétion, ainsi que celle de la magnétosphère des CTTs expliquent leur grande variabilité. Les lignes de champs magnétiques de ces objets appliquent une pression sur le disque, forçant la matière à quitter le plan du disque pour tomber sur l'étoile en suivant ces lignes de champ (Bessolaz et al., 2008). La matière est donc accrétée sous forme de colonne appelée colonne d'accrétion. Dans le cas d'une accrétion stable, ces colonnes sont au nombre de 2, une par hémisphère, qui induisent elles-mêmes d'autres structures. A la surface de l'étoile, la matière en chute libre dissipe son énergie cinétique sous la forme d'un choc d'accrétion, créant une région plus chaude et plus brillante appelée tache chaude (Hartmann et al., 1994; Koenigl, 1991). Cette tache influe notamment sur les raies photosphériques, créant une variation apparente de vitesse radiale (Vogt & Penrod, 1983), mais aussi sur la courbe de lumière du fait de l'hétérogénéité de la brillance de surface. La région du choc est aussi l'origine de l'émission de certaines composantes étroites de raies telle que la raie He I à 587.6 nm (Beristain et al., 2001). Du côté du disque, la colonne déforme le disque en faisant monter de la poussière au-dessus du plan du disque. Cette structure, appelée "warp", peut occulter l'étoile lorsque celle-ci est observée à forte inclinaison, créant une profonde diminution du flux lumineux : des "dips" (Romanova et al., 2013). Ces objets sont donc appelés "dippers".

Au processus d'accrétion s'ajoute ceux d'éjection de matière, essentiels à la stabilité de l'étoile car ils viennent compenser le gain de moment cinétique induit par l'accrétion. Ces éjections sont donc liées à l'accrétion, amenant d'autres variabilités aux observations. Dans le cas des CTTs, l'accrétion magnétosphérique induit un autre type d'éjection, en plus des vents stellaire et de disque, difficile à caractériser : les éjections magnétosphériques (Zanni & Ferreira, 2013). Ces dernières se produisent lorsque les deux extrémités de la colonne d'accrétion ne tournent pas à la même vitesse, signifiant que les lignes de champ magnétique atteignent le disque à un rayon différent de celui de corotation. Sous la torsion provoquée par cette rotation différentielle, les lignes de champ vont gonfler jusqu'à éventuellement se déconnecter du disque avant de s'y reconnecter là où la torsion est moins importante. C'est lors de la reconnexion des lignes de champs que l'éjection magnétosphérique se produit (Goodson et al., 1997), créant des empreintes typiques, mais épisodiques. Les simulations de Zanni & Ferreira (2013) montrent qu'il existe une périodicité de ces événements, de l'ordre de quelques rotations stellaires, rendant difficile leur caractérisation étant donnée les durées de suivi typiques de 2 semaines généralement utilisées.

Mon travail de thèse consiste donc à démêler tous ces phénomènes, afin de pouvoir attribuer les bonnes signatures aux bons processus, pour ensuite étudier les variations résiduelles. J'utiliserai donc à mon avantage les propriétés vélocimétriques, les intensités lumineuses, la polarisation, ainsi que la périodicité de ces processus avec notamment

des observations suffisamment échantillonnées et couvrant quelques cycles de rotation de l'étoile.

## 5.2 Apportées du projet de thèse

Pour les deux objets que j'ai étudiés, j'ai utilisé la courbe de lumière K2 comme point de départ car elles nous permettaient toutes deux de commencer à émettre des hypothèses. Les deux présentaient une modulation très stable en période et fiable à la période de rotation de l'étoile, l'une de faible amplitude (semblant indiquer une tache) et l'autre avec des dips (indiquant une occultation par une déformation du disque). Cela m'a permis de débiter mes études avec une valeur précise de la période de rotation de l'étoile, ce qui est indispensable pour relier les bonnes signatures aux bons phénomènes.

Les colonnes d'accrétion sont la caractéristique principale de l'accrétion magnétosphérique. Elles font le lien entre la surface stellaire et le disque interne au rayon de troncation, proche du rayon de corotation, et tournent donc avec le système sur la même période que celle de rotation de l'étoile. Leur signature la plus visible sont les profils IPC, décrits par une absorption dans l'aile rouge des raies émises par la colonne (comme les raies de Balmer ou le triplet infrarouge du Calcium), due à la chute de la matière vers l'étoile. Cette absorption est d'autant plus marquée que la raie est optiquement mince ([Muzerolle et al., 2001](#)), et n'est visible que lorsque la colonne d'accrétion passe sur la ligne de visée, elle est donc modulée sur la période de rotation de l'étoile. La visualisation des profils successifs ordonnés selon la phase de rotation permet de voir qualitativement cette modulation, mais cela n'est pas suffisant lorsque les profils IPC sont moins marqués, ou n'apparaissent que sur une observation. Il est donc nécessaire de faire appel à des outils quantitatifs tels que les périodogrammes à deux dimensions, mettant en lumière les périodicités de chaque canal de vitesse de la raie, ou encore les matrices de corrélation, qui séparent les variations corrélées dans les raies et permettent d'identifier d'une part les portions de raie provenant d'une même région de formation, et d'autre part le nombre de processus physiques indépendants qui en sont responsables. Les colonnes d'accrétion sont des couloirs discrets par lesquels l'étoile accrete de la matière, l'étude temporelle du taux d'accrétion de masse peut également mener à la déduction de la présence de telles structures. Cependant, la largeur équivalente des raies d'accrétion qui me sert à déduire le taux d'accrétion de masse ([Gullbring et al., 1998](#); [Hartmann, 1998](#)) est fortement impactée par la présence des profils IPC, faisant chuter sa valeur lors du passage de la colonne d'accrétion sur la ligne de visée. Les profils P Cygni, indiquant eux la présence d'une éjection de matière, font également chuter la valeur de la largeur équivalente, faussant les résultats d'une telle analyse s'ils ne sont pas considérés. Enfin, le schéma classique de l'accrétion magnétosphérique avec une colonne d'accrétion dominante par hémisphère (voir [Hartmann et al., 2016](#)) n'est envisageable que dans le cas d'une accrétion stable avec une composante dipolaire du champ magnétique dominante à grande échelle. L'analyse du champ magnétique peut donc venir corroborer la présence de colonnes d'accrétion, par la détermination de sa topologie, indiquant les contributions de chaque composante, ainsi que l'estimation de son obliquité qui permet d'estimer la stabilité de l'accrétion.

La présence de colonnes d'accrétion implique la présence de taches chaudes à la surface stellaire, à discerner des taches froides elles aussi présentes sur ces objets. Il s'agit même de la principale difficulté, car un certain nombre de leurs signatures sont similaires, même si leur origine, leur taille et leur localisation sont différentes. Toutes deux induisent des variations stables de la courbe de lumière photométrique car toute deux représentent une région discrète de brillance différente de la surface. Toutes deux pro-

voquent un rougissement de la lumière émise lorsque le flux diminue (Torres & Ferraz Mello, 1973; Vogt, 1981), seule la pente de ce rougissement change, ce qui peut aider à les discerner si les mesures de couleur sont assez bien échantillonnées. Leur influence sur les raies photosphériques est aussi la même : une bosse à l'intérieur des raies (Vogt & Penrod, 1983). C'est cette bosse, dont la vitesse varie périodiquement avec la rotation de l'étoile, qui signe une modulation apparente de la vitesse radiale sur la période de rotation de l'étoile et qui mène à la déduction de la présence d'une tache. Le veiling est un bon moyen d'établir la présence d'une tache chaude. Ce continu additionnel émis par la tache chaude remplit les raies photosphériques, les faisant apparaître moins profondes que pour une étoile de même température effective non-accrétante. Cependant le remplissage de raie photosphérique peut avoir plusieurs origines. Pour accéder à la contribution de la tache chaude, il faut s'intéresser aux raies les moins profondes (Rei et al., 2018). Je le détermine en choisissant un spectre d'une étoile de même température n'accrétant pas de matière et en appliquant ce remplissage sur les raies les moins profondes pour l'ajuster sur les observations. Les larges erreurs obtenues ne m'ont malheureusement pas permis de détecter une modulation sur la période de rotation de l'étoile, comme attendue, mais peut néanmoins permettre de conclure sur la présence d'un veiling, et donc d'une tache. Le plus efficace reste l'analyse de la composante étroite de la raie d'Hélium à 587.6 nm, émise dans la région post-choc d'accrétion (Beristain et al., 2001). Isoler cette composante et analyser notamment sa vitesse et son intensité m'a permis de connaître la latitude de la tache ainsi que la phase où elle fait face à l'observateur (Bouvier et al., 2007; McGinnis et al., 2020; Pouilly et al., 2021). Cette phase est utile pour établir l'origine de la modulation de la vitesse radiale de l'étoile, ou encore pour mettre en lumière un éventuel décalage avec les profils IPC pouvant indiquer une colonne d'accrétion courbée. La latitude de la tache, qui se situe proche du pôle de la composante dipolaire du champ magnétique, permet d'estimer approximativement l'obliquité du champ magnétique, paramètre important dans la stabilité de l'accrétion.

L'autre côté de la colonne d'accrétion est la place de l'interaction avec le disque. La pression magnétique exercée par les lignes de champ sur le disque va forcer la matière à quitter ce plan du disque, c'est le point de départ de la colonne d'accrétion. Ce processus va créer une déformation du disque appelée "warp" (Romanova et al., 2013). Si le système est observé avec une inclinaison suffisamment importante, ce warp va passer sur la ligne de visée et occulter l'étoile, créant de profondes diminutions du flux lumineux visibles dans la courbe de lumière. Ces diminutions de flux sont appelées "dips" et les objets qui les présentent sont les "dippers" (Bouvier et al., 2003). En supposant que le rayon magnétosphérique se situe proche du rayon de corotation, l'occultation par le warp sera périodique sur la même période que la rotation de l'étoile. Une telle structure est donc repérable en utilisant la périodicité des dips de la courbe de lumière. De plus, la poussière du disque provoque un rougissement de la lumière, le flux lumineux deviendra donc plus rouge lorsqu'il diminue (Cardelli et al., 1989). Pour mettre en évidence ce phénomène, il faut faire appel à la photométrie multi-couleur ainsi qu'à un diagramme couleur-magnitude. La pente des points de ce diagramme sera donc cohérente avec celle d'une extinction par la matière interstellaire si c'est un warp du disque interne qui occulter l'étoile. La présence d'un warp du disque interne demande que certaines conditions soient respectées, les vérifier permet de statuer sur l'origine des occultations ou de leur absence. Tout d'abord, créer une telle déformation demande une composante dipolaire dominante au niveau du disque (Romanova et al., 2013), ce qui est généralement le cas à une telle distance du pôle magnétique. Ensuite, il est nécessaire que le rayon de sublimation de la poussière soit inférieur au rayon magnétosphérique, afin qu'il ait de la poussière

à soulever pour créer une déformation occultant l'étoile. Enfin, l'inclinaison sous laquelle est observé l'objet doit être importante (McGinnis et al., 2015), ou la déformation ne passera pas sur la ligne de visée. Par exemple, dans mes travaux, HQ Tauri présentait bien une composante dipolaire dominante et une haute inclinaison, mais son rayon de sublimation plus important que le rayon magnétosphérique ne permet par la création d'un warp, expliquant l'absence de dips. V807 Tauri possédait également une dominance de la composante dipolaire de son champ magnétique, et son rayon de sublimation était bien inférieur au rayon magnétosphérique, mais son inclinaison modérée m'a mené à suggérer une autre origine pour ses occultations périodiques.

À l'origine de toutes ces structures se trouve le champ magnétique, les étudier permet, comme je l'ai mentionné plusieurs fois dans les paragraphes précédents, d'émettre des hypothèses sur la topologie du champ magnétique. Cependant, cela est loin d'être suffisant pour caractériser la magnétosphère de ces objets. Grâce à la spectropolarimétrie, nous avons directement accès aux marqueurs du champ magnétique, ce qui permet de l'étudier sans intermédiaire. Deux stratégies permettent d'exploiter au mieux les observations pour ces objets. La première consiste à calculer les profils LSD (voir Section 3.3; Donati et al., 1997), offrant des informations magnétiques photosphériques avec un meilleur niveau de signal sur bruit. La seconde concerne l'étude d'un traceur du choc d'accrétion, au plus près du pôle magnétique de l'objet, tel que la composante étroite de l'HeI à 587.6 nm. Ces deux stratégies vont permettre l'étude du champ magnétique à différentes échelles, elles sont donc complémentaires. Le champ magnétique longitudinal moyenné sur la surface ( $B_l$ ) est une donnée rapide à calculer et peut mener à de premières conclusions, notamment par sa modulation sur la période de rotation de l'étoile en cas de composante dipolaire dominante. Malheureusement, toutes les composantes du champ magnétique sont regroupées dans ce calcul, donc en l'absence de modulation on ne peut qu'étudier les extrêmes et la valeur moyenne que l'on peut comparer avec les valeurs de  $B_l$  d'autres objets, mais dans tous les cas on ne peut remonter à la topologie complète du champ magnétique. Pour cela il faut faire appel à une analyse ZDI (voir Section 3.3; Donati et al., 2006), qui reconstruit la carte de brillance de la surface de l'étoile, mettant notamment en lumière les différentes taches, ainsi que les cartes de champ magnétique en reconstruisant les signatures observées à travers une décomposition en harmoniques sphériques. Cette cartographie offre une vision détaillée de la magnétosphère, pouvant ainsi mener à l'explication des signatures photométriques et spectroscopiques. Cependant, pour une analyse complète, il est nécessaire de reconstruire les signatures spectropolarimétriques LSD et celles d'un traceur d'accrétion simultanément, ce que la version actuelle de l'algorithme que j'utilise ne permet pas sans mise à jour majeure. Je me suis donc restreint à l'analyse ZDI des profils LSD, reconstruisant donc la topologie à grand échelle mais ne permettant d'accéder qu'à une valeur sous-estimée du champ magnétique. Cela bloque notamment le calcul exact du rayon magnétosphérique, et donc sa comparaison avec le rayon de corotation, c'est pour cela que j'ai supposé que ces deux rayons étaient proches dans mes travaux.

Même s'ils ne sont pas au centre de mes travaux, les processus d'éjection amènent des signatures qui peuvent être périodiques ou qui peuvent troubler la périodicité d'autres phénomènes, et doivent donc être prises en compte dans la caractérisation de l'objet. Elles peuvent être identifiées à partir de profil P Cygni, cette absorption dans l'aile bleue des raies d'émission. Cependant, ce comportement peut perturber d'autres mesures, comme celle du taux d'accrétion de masse en diminuant la largeur équivalente. Ainsi, une diminution du taux d'accrétion de masse peut ne pas en être une, mais être induite par une éjection de matière, comme vue dans V807 Tauri où une éjection épisodique empêche

l'appréciation de la modulation du taux d'accrétion de masse. Enfin, des effets géométriques mêlant accrétion et éjection peuvent amener d'autres périodicités. C'est le cas notamment du "egg-beater model", où les marqueurs d'accrétion et d'éjection se dominant l'un et l'autre alternativement, en fonction de la phase de rotation (Johns & Basri, 1995).

Venons-en maintenant aux variations non-périodiques que j'ai pu isoler et identifier, ou émettre une hypothèse concernant leur origine. Caractériser ces variations comme non-périodiques signifie en fait l'absence de périodicité détectable, principalement du fait de la durée des suivis spectroscopiques et spectropolarimétriques à ma disposition. A deux reprises, j'ai pu notifier des indices révélant la présence d'inflations et d'éjections magnétosphériques (Bouvier et al., 2003; Zanni & Ferreira, 2013). En effet, HQ Tauri montre des absorptions décalées vers le bleu dans la raie du Sodium durant quelques jours consécutifs d'observation. Les profils IPC précédant ces absorptions, plus faibles, et celui suivant cet épisode, plus profond, sont cohérents avec le schéma de ce phénomène discuté dans Bouvier et al. (2003). Quant à V807 Tau, la forme et la variabilité des profils  $H\alpha$ , ainsi qu'une profonde diminution du flux de l'aile bleue des raies de Balmer durant quelques jours, semblent indiquer également qu'une inflation, suivie d'une éjection magnétosphérique se produisent durant notre suivi. Si ces conclusions sont avérées, elles semblent indiquer que ce phénomène est plutôt courant, suggérant indirectement que le rayon magnétosphérique est rarement strictement égal au rayon de corotation.

Mes travaux ont permis de préciser les connaissances liées au phénomène d'accrétion magnétosphérique, plus précisément sur l'identification des différentes structures qui y sont liées grâce au couplage de 3 observables : la photométrie, la spectroscopie et la spectropolarimétrie. Pour les deux objets que j'ai étudiés, la vision globale d'un champ magnétique dipolaire au niveau du disque produisant une colonne d'accrétion et un choc d'accrétion localisé à la surface par hémisphère semble être cohérente, même si le champ magnétique à la surface est bien plus complexe avec des composantes quadripolaire et octupolaire. Cela est particulièrement vrai pour HQ Tauri, qui présente un processus d'accrétion similaire aux CTTs de plus faible masse, malgré son statut d'IMTTS et son champ magnétique plus faible. La récurrence de ce type d'accrétion pour 2 objets sensiblement différents (HQ Tauri une IMTTS avec une courbe de lumière modulée par une tache, et V807 Tauri un dipper dans un système multiple) laisse penser que ce type d'accrétion magnétosphérique doit être courant pour les TTSs accrétantes. La présence de signes d'inflation et d'éjection magnétosphérique dans les deux cas amène également l'hypothèse que le rayon magnétosphérique n'est généralement pas égal au rayon de troncation. Cependant, dans le cas où ce phénomène serait plus fréquent qu'il n'est suspecté, il est impératif de le caractériser avec plus de précision pour prendre en compte son influence sur l'accrétion magnétosphérique. Pour cela il est nécessaire d'utiliser des observations sur des bases de temps plus longues que les 2 semaines à notre disposition, afin de couvrir au moins une période complète, soit plusieurs périodes de rotation de l'étoile selon les simulations (Zanni & Ferreira, 2013). Enfin, le possible compagnon de HQ Tauri peut perturber également l'accrétion, caractériser le mouvement orbital et étudier la magnétosphère autour du passage du compagnon au périastre semble être le prochain challenge sur cet objet.

### 5.3 Travaux futurs

Mes travaux ont amené un certain nombre de questions, dont certaines constituent le futur de mon projet de thèse.

En mettant en regard les différents comportements obtenus avec les différentes mé-

thodes d'observation, il est possible d'attribuer avec plus de précision les signatures individuelles à des phénomènes précis. On peut ensuite étudier les comportements dont l'origine n'a pas pu être identifiée en les croisant avec d'autres afin d'émettre des hypothèses sur leur provenance. Il reste à s'intéresser aux signatures résiduelles, c'est à dire celles cachées par des variations plus grandes. Pour cela, il est nécessaire de bien modéliser les marqueurs produits par les phénomènes déjà identifiés. Le travail que j'ai réalisé permet donc de savoir quels processus sont en place sur ces objets, donc de déduire quelles sont les signatures attendues et de guider les modèles et les théories sur le sujet.

Malgré les connaissances actuelles sur ces processus et les structures qu'ils produisent, il est important de toujours remettre en question ce que l'on sait. Je notifierai pour illustrer cela les dips de la courbe de lumière de V807 Tauri, qui semblent être induits par autre chose que le gauchissement du disque interne. Une étude approfondie de cette occultation pourrait fournir une preuve observationnelle que de la poussière peut survivre dans la colonne d'accrétion, ou invalider cette hypothèse dans le cas de cet objet.

Les 2 cas particuliers que j'ai étudiés ont montré des indices de la présence d'inflations et d'éjections magnétosphérique, avec les mêmes limitations : le nombre d'occurrences de ce phénomène dans mes données, c'est à dire 1. Les simulations ont montré que ce phénomène est périodique, avec une période de plusieurs cycles de rotation stellaire bien trop longue pour qu'il soit observé plusieurs fois avec les temps de suivis spectroscopiques typiques. HQ Tauri, avec sa courte période, semble être un bon candidat pour réaliser une telle étude qui nécessiterait un nouveau suivi durant au moins deux fois plus de temps que celui de 2017 que nous avons utilisé, tout en gardant le même échantillonnage.

Il est établi que plus la quantité de données est grande, avec des suivis les plus longs possible, et des pas de temps les plus courts possible, plus la caractérisation des processus évoluant de manière périodique sera précise. La pression que subissent les instruments d'observation ne permettent pas leur monopolisation par un unique projet, il faut choisir entre durée des suivis ou proximité des observations successives. La solution proposée à travers mes travaux, de coupler des observations quasi-simultanées en photométrie, spectroscopie et spectropolarimétrie, répond en partie à cette difficulté. Accroître le nombre d'observables aide donc à préciser l'étude de ces processus, et la prochaine candidate est toute trouvée : l'interférométrie. Il était jusqu'à présent difficile de résoudre la région interne des systèmes jeunes avec l'interférométrie, mais l'amélioration spectaculaire de la sensibilité et de la stabilité des instruments permet maintenant d'étudier directement les colonnes d'accrétion. Cela a notamment été fait pour TW Hya ([Gravity Collaboration et al., 2020](#)) DoAr44 ([Bouvier et al., 2020a,b](#)) avec l'instrument GRAVITY au VLTI ([Gravity Collaboration et al., 2017](#)) en utilisant la raie Br $\gamma$ . En plus du nombre d'observables, il est possible de multiplier les gammes de longueur d'onde, en couplant par exemple la spectroscopie optique et infrarouge (e.g., [Sousa et al., 2021](#)). Enfin, pour résoudre le problème du choix entre la durée des suivis ou l'échantillonnage, la combinaison de plusieurs instruments semble être la meilleure solution, en croisant les différentes observations pour pouvoir les accorder les unes avec les autres.

## 5.4 Références

- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 434, 343
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *Astrophysical Journal*, 551, 1037

- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 478, 155
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Bouvier, J., Alecian, E., Alencar, S. H. P., et al. 2020a, *Astronomy & Astrophysics*, 643, A99
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Bouvier, T., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 463, 1017
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 169
- Bouvier, J., Perraut, K., Le Bouquin, J. B., et al. 2020b, *Astronomy & Astrophysics*, 636, A108
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 245
- Cody, A. M., Stauffer, J., Baglin, A., et al. 2014, *Astronomical Journal*, 147, 82
- David, T. J., Cody, A. M., Hedges, C. L., et al. 2019a, *Astronomical Journal*, 158, 79
- David, T. J., Petigura, E. A., Luger, R., et al. 2019b, *Astrophysical Journal*, 885, L12
- Donati, J. F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370, 629
- Donati, J. F., Moutou, C., Malo, L., et al. 2016, *Nature*, 534, 662
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 658
- Goodson, A. P., Winglee, R. M., & Böhm, K.-H. 1997, *Astrophysical Journal*, 489, 199
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 602, A94
- Gravity Collaboration, Garcia Lopez, R., Natta, A., et al. 2020, *Nature*, 584, 547
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C., & Calvet, N. 1998, *Astrophysical Journal*, 492, 323
- Hartmann, L. 1998, *Accretion Processes in Star Formation*
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 54, 135
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 669
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995, *Astrophysical Journal*, 449, 341
- Johns-Krull, C. M., McLane, J. N., Prato, L., et al. 2016, *Astrophysical Journal*, 826, 206
- Klein, B., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 502, 188
- Koenigl, A. 1991, *Astrophysical Journal*, 370, L39
- McGinnis, P., Bouvier, J., & Gallet, F. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497, 2142



- McGinnis, P. T., Alencar, S. H. P., Guimarães, M. M., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 577, A11
- Movshovitz, N., Bodenheimer, P., Podolak, M., & Lissauer, J. J. 2010, *Icarus*, 209, 616
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *Astrophysical Journal*, 550, 944
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, in press
- Rei, A. C. S., Petrov, P. P., & Gameiro, J. F. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 610, A40
- Ribas, Á., Merín, B., Bouy, H., & Maud, L. T. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 561, A54
- Rice, W. K. M. & Armitage, P. J. 2003, *Astrophysical Journal*, 598, L55
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 699
- Sousa, A. P., Bouvier, J., Alencar, S. H. P., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 649, A68
- Torres, C. A. O. & Ferraz Mello, S. 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 27, 231
- Vogt, S. S. 1981, *Astrophysical Journal*, 250, 327
- Vogt, S. S. & Penrod, G. D. 1983, *PASP*, 95, 565
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 550, A99