



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*

Discipline ou spécialité : *Astrophysique*

Présentée et soutenue par **Rim Fares**

Le *16 Mars 2011*

Titre :

Magnétisme, activité et interactions magnétosphériques dans les systèmes
étoile / planète géante proche

Jury

Pr. Andrew Cameron	University of St-Andrews, Royaume-Uni	Examineur
Dr. Claude Catala	LESIA, Observatoire de Paris	Examineur
Dr. Jean-François Donati	IRAP, Université Toulouse	Directeur de thèse
Dr. Tristan Guillot	OCA, Université de Nice-Sophia Antipolis	Rapporteur
Dr. Claire Moutou	LAM, Université de Provence	Directrice de thèse
Pr. Michel Rieutord	IRAP, Université Toulouse	Président
Dr. Jean-Paul Zahn	LUTH, Université Paris VII	Rapporteur
Dr. Philippe Zarka	LESIA, Université Paris VII	Examineur

Ecole doctorale : *SDU2E*

Unité de recherche : *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie*

Directeur(s) de Thèse : *J.-F. Donati et C. Moutou*

Résumé

Les planètes extrasolaires en orbite proche (Jupiter chauds ou Pégasides) sont soumises à de fortes interactions avec leur étoile : rayonnement, effets gravitationnels, flot de particules, champ magnétique. La planète, baignée dans le champ magnétique de son étoile tout au long de son orbite, peut déclencher des réactions en retour sur son étoile, qui se manifesteraient par exemple par une activité photosphérique induite ou une influence sur le champ magnétique stellaire par interactions de marée.

Au cours de cette thèse, le suivi en spectropolarimétrie d'un échantillon d'étoiles hôtes de Jupiter chaud m'a permis d'étudier la structure et l'évolution de leur champ magnétique par imagerie Zeeman-Doppler. Les étoiles étudiées montrent des caractéristiques magnétiques similaires celles des étoiles froides sans Jupiter chaud. Mais pour la première fois, un cycle magnétique a été observé pour une autre étoile que le Soleil. Comparé au cycle magnétique solaire, ce cycle est accéléré, suggérant que la planète pourrait influencer l'étoile. J'ai également exploré un deuxième moyen d'étude de l'influence planétaire sur l'étoile : l'activité stellaire.

En plus de ce travail observationnel, j'ai étudié le champ magnétique dans la couronne stellaire, par extrapolation des magnétogrammes de surface. J'ai pu calculer ainsi le budget énergétique au niveau de la planète, un ingrédient essentiel dans la prédiction de l'émission radio exoplanétaire effectué pendant cette thèse.

Abstract

Extrasolar planets at small orbital distances (hot Jupiters) interact with their hosting star in several ways : irradiation, gravitation, flow of particles and magnetic fields. The planet, embedded in the large-scale stellar magnetic field throughout its orbit, can influence the star in the form of induced photospheric activity, or by influencing the stellar magnetic field via tidal interactions.

Over the course of this PhD, spectropolarimetric observations of a sample of stars with a hot Jupiter allowed me to study their magnetic structure and evolution via Zeeman-Doppler Imaging. These stars show similar magnetic properties to other cool stars without Hot Jupiter. But, for the first time, a magnetic cycle on a star other than the Sun was observed. Compared to the solar cycle, this cycle is accelerated, suggesting that the planet may influence the stellar magnetic field. I have also used a second method to study the planet's influence on the star : the stellar activity.

In addition to this observational study, I have examined the coronal magnetic field by extrapolating the surface magnetograms. I was thus able to calculate the magnetic budget at the planet's orbit, an important ingredient for my estimations of the planetary radio flux.

Remerciements

Quand j'ai commencé la rédaction, je voulais surtout écrire les remerciements... Mais le temps venu, je trouve cette partie bien compliquée à écrire... Il y aura dans ces remerciements des fautes de français, c'est normal. Je veux bien être dans cette partie la Rim de tous les jours, les amis retrouveront ainsi leur Rim à eux. (C'est long, accrochez vous!)

Un très grand merci au Laboratoire d'astrophysique de Toulouse-Tarbes (IRAP actuellement) dans lequel j'ai effectué la majeure partie de cette thèse. Merci à Sylvie Roques, directrice du labo, pour ce coup de fil m'annonçant avoir obtenu le financement du ministère (suite au concours). Merci pour toutes ces lettres qu'elle a bien voulu écrire, que j'ai adressées à différentes ambassades dans le but d'obtenir des visas pour des conférences ou des collaborations internationales. Elle ne s'est jamais plainte, merci pour ça. Merci également à Patrick Mascart, directeur de l'école doctorale SDU2E.

Jean-Francois Donati, le jour où tu a été d'accord pour que je candidate pour la thèse que tu proposais avec Claire Moutou fut un grand jour pour moi. C'était une confiance que vous m'accordiez, merci pour ça. Au fil de ces trois ans, j'ai appris à ne pas être juste impressionnée par le scientifique que tu es, mais plutôt de profiter d'être si bien encadrée. Merci pour ton exigence (bien pénible parfois, mais toujours très nécessaire), c'est cette exigence qui a développé l'esprit critique en moi. Merci aussi pour le super risotto, il va falloir que tu me files la recette!

Claire Moutou, un très grand merci d'avoir toujours été là, bien que loin en distance. Merci pour toutes ces idées que tu m'a proposées, pour avoir organisé plusieurs workshops (sous la neige même). Tes accueils à Marseille m'ont à chaque fois fait sentir chez moi. Merci également de m'avoir présenté ta petite Romane, j'ai adorée jouer avec elle. Merci aussi pour ces soirées à la maison, le très bon pain (merci Robert) et le fromage.

Merci à Pascal Petit, qui m'a initié au code d'imagerie magnétique pendant mon stage de Master et au tout début de cette thèse. Merci à toi Pascal pour diverses discussions scientifiques, pour les blagues à midi, pour avoir aidé à me remonter le moral quand j'étais fatiguée.

Moira Jardine, ton accueil à St-Andrews m'a permis de me lancer dans un nouveau domaine scientifique, ce qui a apporté une richesse à ma thèse. Merci à Andrew Cameron pour avoir été très flexible sur le début de mon post-doc, et pour m'avoir permis de finir la rédaction (en parallèle avec le post doc) dans les meilleures conditions.

Un grand merci à tous les membres de mon jury de thèse. Merci également aux gens avec qui j'ai collaboré pendant cette thèse, et qui sont bien nombreux.. Merci

à Jean-Mathias Griessmeier et Philippe Zarka pour les discussion radio. Les gens de l'IRPHE de Marseille (les bretons en particulier et David!) pour les discussions sur les instabilités elliptiques. Jean-Paul Zahn et Stephan Mathis pour les discussions sur les effets de marées. Et évidemment merci pour les co-auteurs de mes papiers avec qui j'ai eu pas mal de discussions. Merci aussi aux équipe PSE de Toulouse et PASI de Marseille pour leur accueil.

Je me suis installée dans un bureau très spécial pendant ma thèse, le bureau des filles (mais il y a eu des exceptions!). Marion, merci pour ton humour, notre ressemblance (un peu trop mal organisées) et pour les soirées à la maison. Mélanie, ma grande Mélanotte, merci pour qui tu es! Pendant ces quatre années j'ai appris à mieux te connaître, merci de m'avoir donné cette chance. Merci pour tous ces moments au bureau et ailleurs, pour ces coups de fils et ces discussions sans fin.. Merci de me considérer comme ta petite Roumroum; je le sais, je peux toujours compter sur toi! Merci ma grande! Le premier jour d'arrivée de Jérôme au bureau était exceptionnel, je devais rester muette toute la journée pour pas gêner le nouvel arrivant.. Un mal de tête horrible vers 17h! Jérôme, merci pour nos discussions scientifiques, pour nos discussions tout court, pour ton optimisme et pour m'avoir rassurée pendant les moments durs. Maria, Marititta, toujours calme et rassurante, est l'avant-dernière arrivante au bureau. Très souriante et adorable, merci pour tous ces moments partagés, ces longues discussions de filles, ces super soirées en ville, et beaucoup d'autres choses! Et bonne chance avec la thèse.. Vincent, t'étais le stagiaire cool du bureau, merci pour ton invitation à la piece de théâtre, Maria et moi nous sommes éclatées à découvrir ton petit village!

Cristina, ta dernière année à Toulouse m'a fait adoré cette ville. Merci pour tes conseils, pour ton affection, pour nos sorties (avec Maria!), la coupe du monde (même si l'Allemagne a perdu!). Merci pour ces soirées avec Juan-Carlos à Saint Georges, ces longues discussions, et surtout, merci pour ton retour pour ma soutenance!

J'ai partagé avec plusieurs personnes des moments formidables en France, merci à elles! Sylvie et ses histoires rigolotes, Sylvain et ses escapades au States, Michael (bon courage Michaelou! je pense fort à toi), Mairead (soirées pub irlandais! St Patrick et autre), David (longues discussions sur le net et découverte de Paris), Fabrice et Aniss, Valérie.. Merci aux doctorants, je ne vais pas lister les noms, car mes remerciements font déjà 3 pages :-). Un très grand merci à Julien et Thomas, mes sauveurs en python (entres autres)! Merci pour les soirées doctorants, les barbecues, les invitations à la maison. Faire une thèse en étant entourée de doctorants et post-docs magnifiques est une chance! Merci à vous tous.. Merci à Robert et Maxime pour ces quelques soirées en ville, et l'expérience inox qui m'a terriblement plu!

Aurélie, tu crois que je t'ai oubliée, hein? Je trouve pas les mots là, par où commencer, et comment finir.. Merci pour ces années partagées, les innombrables pauses-café, les soirées impro, les discussions de filles jusqu'à 3h du mat, Bonne

chance pour la suite !

Gaël, merci d'avoir été là ! Merci pour les pauses-café, les emails, les conseils, le voyage au Liban et en Syrie, le déménagement à côté de chez moi, les repas le soir, et de m'avoir bien taquinée !

Je n'oublie pas de remercier mes libanais de Toulouse. Khalil, Assia, Lara, Ayad, Eliana et Madeleine merci d'avoir été là, même quand j'étais insupportable (Wissam aussi, au tout début de la thèse). Merci pour la motivation d'aller boire un verre en ville à minuit (Khalil surtout), les longues discussions politiques, votre bonne humeur, et vos plats libanais ! Merci pour les week-ends dans différentes villes françaises, le camping, et l'affection qui me faisaient sentir que je ne suis jamais seule ici ! Merci également à Hani, Fadia, Chadia et Mounir !

Depuis le Liban, des amis m'envoyaient des ondes positives en permanence. Merci particulièrement au groupe de la fac avec qui j'ai passé les meilleures années de ma vie à Beirut, et des merveilleuses soirées et journées quand je rentrais. Merci d'avoir toujours été dispos, et d'avoir toujours organisé vos vacances en fonction des miennes ! Salma, Layal, Gina, Sarjoun, Leo, Toni, Toufic, Farid, Jamil, Radwan, je vous adore ! Merci pour votre support permanent.

Viennent enfin les plus précieux remerciements, ceux que j'adresse à ma famille. Merci particulièrement à mon oncle Joseph et tante Antoinette. Votre support et amour m'ont aidé à avancer. Merci à la famille de mon parrain, on était toujours une seule famille, merci infiniment. Neemat, Majd et Ghadi, que le futur vous apporte de bonnes choses.

Maman, je ne te dirai jamais assez merci. Avoir dédié ta vie pour ma soeur et moi est un grand sacrifice, j'espère qu'on est à la hauteur. Je t'adore, tu es mon idole. Rana, je t'adore ma grande, merci d'être la soeur que tu es. Maman et toi m'avez bien entourée d'amour, encouragée en permanence, et ce que je suis aujourd'hui c'est grâce à vous. Mille merci !

Mon parrain, je me rappelle encore de la joie dans tes yeux quand j'ai eu la bourse de thèse. Cette fierté m'est trop chère. C'est dur que tu sois parti, et que tu m'a pas vu Dr. Je t'aime.

Papa, être ta fille est une responsabilité et une fierté. Tu es parti vraiment trop tôt, j'espère que si tu étais là, tu serais fier de ta petite. Tu me manques.

A vous deux, mon papa et mon parrain, je dédie cette thèse.

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Planètes extrasolaires : histoire et statistiques	3
1.1.1	Les Jupiter chauds	5
1.2	Les marées	7
1.3	Interactions magnétosphériques	9
2	Étude des champs magnétiques stellaires	15
2.1	Polarisation de la lumière et paramètres de Stokes	15
2.2	Effet Zeeman	17
2.3	Détection de champ magnétique stellaire	21
2.3.1	Spectroscopie	21
2.3.2	Spectropolarimétrie	21
2.4	Mesures spectropolarimétriques	23
2.4.1	Instrumentation	23
2.4.2	Extraction optimale des spectres polarisés	24
2.4.3	Déconvolution moindres-carrés	25
2.5	Imagerie tomographique Zeeman-Doppler	26
2.5.1	Principes	27
2.5.2	Description du champ magnétique	28
2.5.3	La reconstruction du champ magnétique	30
2.5.4	Contraintes sur les paramètres stellaires	32
3	Étude spectropolarimétrique	35
3.1	Échantillon stellaire	35
3.2	Données spectropolarimétriques	38
3.3	Topologies magnétiques	41
3.4	Rotation différentielle	48
3.5	Cycle magnétique	50

4	Activité chromosphérique	55
4.1	Contexte	55
4.2	Activité stellaire : mesure	56
4.3	La variabilité stellaire	60
4.4	Recherche d'une modulation de l'activité résiduelle	63
4.5	Résultats	64
4.6	Conclusion et discussion	67
5	Par delà la chromosphère	69
5.1	Extrapolation du champ dans la couronne	69
5.1.1	Description du code	69
5.1.2	Exemples d'extrapolation	71
5.1.3	Calcul du budget énergétique au niveau de la planète	73
5.2	Estimation du flux radio dû à une interaction	77
	Conclusion et perspectives	82
	Bibliographie	135

Chapitre 1

Introduction

La découverte des planètes extrasolaires a initié plusieurs domaines d'étude en astrophysique, pour comprendre notamment leur formation, évolution et structure interne, et les interactions que peuvent avoir ces planètes avec leur environnement. Pendant cette thèse, je me suis intéressée en particulier à l'étude des interactions entre les jupiter chauds et leur étoile hôte. Dans ce premier chapitre, je vais présenter une vue d'ensemble sur les planètes extrasolaires pour passer ensuite au cas particulier des Jupiter chauds. J'évoquerai ensuite les différentes interactions qui peuvent avoir lieu entre la planète et son étoile hôte, d'un point de vue théorique et observationnel.

1.1 Planètes extrasolaires : histoire et statistiques

En 1995, Mayor & Queloz (1995) découvrent une planète extrasolaire autour d'une étoile froide. Bien que ce ne soit pas la première planète découverte (Latham et al., 1989; Wolszczan & Frail, 1992), cette annonce a marqué une nouvelle époque dans le domaine d'exoplanètes, notamment à cause du progrès technique qui a permis, depuis 1995, de découvrir 506 planètes (12/12/2010, www.exoplanet.eu).

Différentes techniques permettent la détection d'exoplanètes. Les plus fructueuses actuellement sont la vélocimétrie (mesure des vitesses radiales, VR) et la photométrie (observation des transits planétaires, Trans). La première consiste à mesurer les variations de vitesse radiale de l'étoile induite par la présence d'une planète en orbite. Les deux corps orbitent autour du centre de gravité du système, ce qui a pour effet d'introduire des variations périodiques dans la courbe de vitesse radiale de l'étoile. La méthode photométrique des transits consiste à étudier la baisse du flux lumineux d'une étoile générée par le passage de la planète devant le disque stellaire. Suite aux progrès instrumentaux, ces deux méthodes ont permis de détecter 93% des exoplanètes connues aujourd'hui. La précision des mesures Doppler a ga-

gné en quelques décennies plusieurs ordres de grandeur. Des spectrographes de très haute résolution permettent de détecter des variations de vitesse radiale de quelques ms^{-1} , et jusqu'à $< 1 \text{ ms}^{-1}$ pour les plus précis. Ces précisions en vitesse radiale sont possibles grâce à des techniques telle la technique de "Thorium simultané", où une fibre optique achemine le faisceau stellaire dans le spectrographe et une autre fibre optique achemine le faisceau d'une lampe de calibration (souvent de Thorium-Argon). Le spectrographe est stabilisé en température, la dérive de l'instrument mesurée sur les raies de la lampe Thorium-Argon est considérée identique à celle sur le faisceau stellaire, permettant ainsi des mesures de vitesse radiale avec une très bonne précision. Citons le spectrographe HARPS (Pepe et al., 2002; Mayor et al., 2003; Pepe et al., 2004) sur le télescope de 3.6 m de L'ESO à la Silla (hémisphère sud) et Sophie (Bouchy & The Sophie Team, 2006; Perruchot et al., 2008) installé sur le télescope de 1.93 m à l'observatoire de Haute-Provence (hémisphère nord). La méthode photométrique des transits est exploitée par des projets au sol (e.g. WASP (Kane et al., 2003)) et des missions spatiales (Corot/ESA (Baglin et al., 2006) et Kepler/NASA (Borucki et al., 2009)).

Les paramètres des systèmes planétaires peuvent être déduits des mesures, en particulier la période orbitale, l'excentricité, le demi-grand axe de l'orbite et la masse de la planète. Dans le cas de mesure de vitesse radiale, nous mesurons la masse minimale de la planète $M_p \sin i$ (Mayor & Queloz, 1995). Pour les systèmes en transit, la masse planétaire exacte et le rayon de la planète peuvent être déduits, ainsi que l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et celui de l'orbite planétaire grâce à l'effet Rossiter-McLaughlin (Ohta et al., 2005; Winn, 2007).

Les caractéristiques des planètes sont assez variées. La figure 1.1 montre la distribution masse/demi-grand axe (noté a) de l'orbite pour les planètes découvertes par VR et Trans. 25 % des planètes extrasolaires découvertes sont des planètes massives et en orbite proche ($a < 0.1 \text{ UA}$), elles sont appelées des Jupiter chauds ou Pégasides. De par leur proximité à l'étoile hôte, ces planètes ont une probabilité de transit supérieure à celle des planètes plus éloignées. La variation de vitesse radiale due à ces planètes est importante, étant donné leur proximité et leur grande masse, ce qui rend leur détection plus facile que celle des planètes moins massives et plus éloignées. En effet, la variation de vitesse radiale induite par une planète est donnée par :

$$K[m/s] = 203. \frac{m[M_{\text{J}}] \sin i}{M_{\star}^{2/3}[M_{\odot}] \cdot P^{1/3}[j]} \quad (1.1)$$

Jupiter produit une variation de vitesse radiale du Soleil de 13 ms^{-1} , un Jupiter chaud de 1 masse de Jupiter et de période orbitale de 10 jours orbitant autour d'une étoile de 1 masse solaire produit une variation de vitesse radiale de $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$, et une super terre de $1.9 M_{\oplus}$ et de période orbitale de 3.15 jours produit des variations

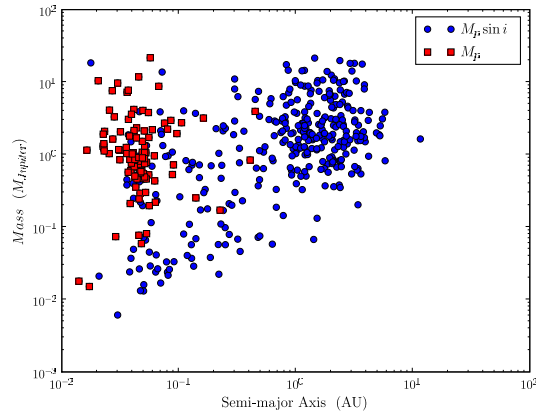


FIG. 1.1: Distribution de la masse des exoplanètes en fonction du demi-grand axe de leur orbite. Les planètes découvertes par mesure de vitesse radiale sont représentées par les ronds bleus, leur masse est la masse minimale $M_p \sin i$; les planètes découvertes par transit sont représentées par les carrés rouges, et leur masse est la masse exacte de la planète.

beaucoup plus petites $1.85 \pm 0.23 \text{ m s}^{-1}$ (pour GJ 581 e, Mayor et al. (2009)).

Bien que les détections par les méthodes et les précisions actuelles soient biaisées vers les Jupiter chauds, ces planètes restent néanmoins intéressantes à étudier. La compréhension de leur formation, évolution et structure interne est importante pour l'étude générale de la formation planétaire et des interactions qui ont lieu entre la planète et l'étoile; des interactions qui affectent la planète (paramètres orbitaux, évaporation, ...) et l'étoile (voir les sections suivantes 1.2 et 1.3).

1.1.1 Les Jupiter chauds

La découverte des Jupiter chauds était une surprise pour la communauté scientifique. Dans le système solaire, les planètes géantes sont loin du Soleil, massives mais de faible densité (formées principalement d'hydrogène et d'hélium), et sur des orbites circulaires. Les Jupiter chauds ne présentent pas les mêmes caractéristiques. Elles sont proches de leur étoile (demi-grand axe de l'orbite $< 0.1 \text{ UA}$). Leur période orbitale est inférieure à ~ 10 jours. Leur orbite est majoritairement circulaire et peu excentrique (80% ont une excentricité $e < 0.1$), mais certaines planètes sont sur des orbites très excentriques. La figure 1.2 montre la distribution Période/excentricité de ses planètes.

Les Jupiter chauds présentent parfois des anomalies de rayon, ces planètes fortement irradiées sont enflées. Dans la figure 1.2 sont représentés les rayons des Jupiter chauds en transit en fonction de leurs masses. Cette figure montre en particulier que

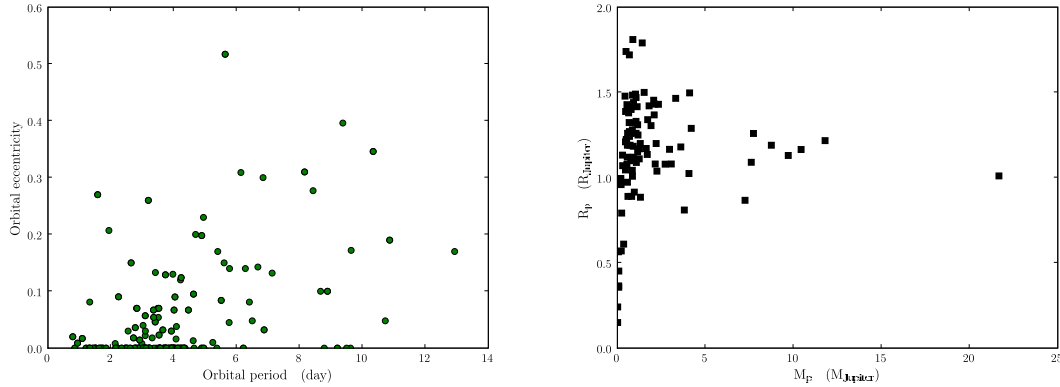


FIG. 1.2: À gauche : L'excentricité des orbites des Jupiter chauds en fonction de leur période orbitale. À droite : Le rayon des Jupiter chauds en transit en fonction de leur masse.

les Jupiter chauds découverts et ayant la même masse peuvent avoir différents rayons. Plusieurs propositions ont été avancées pour expliquer les anomalies de rayons de certains Jupiter chauds. Guillot (2008) a étudié la structure interne des planètes et propose plusieurs hypothèses qui pourraient expliquer leur enfllement, comme le changement de l'équation d'état par rapport à celle utilisée pour les planètes géantes du système solaire, et le fait que les planètes peuvent posséder une masse importante de métaux. L'échauffement dû aux interactions de marée peut aussi jouer un rôle (e.g. Ibgui et al. (2010) pour WASP-4b, WASP-6b, WASP-12b, WASP-15b, et TRES-4), les bourrelets de marée peuvent s'étendre sur des fractions importantes du rayon (e.g. 0.1% pour Corot-3-b à 20% pour WASP-19 comme cas extrêmes); cependant, Leconte et al. (2010) trouvent que l'échauffement de marée est incapable, à lui seul, d'expliquer les cas extrêmes de grands rayons de certaines exoplanètes. Les interactions entre le champ magnétique planétaire et le vent dans l'atmosphère de la planète pourront produire des courants électriques, et ainsi une dissipation ohmique qui serait responsable de l'anomalie de rayon de certaines planètes (Batygin & Stevenson, 2010; Perna et al., 2010). La planète, le long de son orbite, traverse des configurations différentes du champ magnétique stellaire. Ce champ magnétique stellaire variable sur l'orbite planétaire et pénétrant dans l'atmosphère de la planète, peut aussi induire des courants électriques et une dissipation ohmique qui pourrait expliquer l'anomalie de rayons de certaines exoplanètes (Laine et al., 2008).

À cause des effets de marée, les Jupiter chauds sont probablement synchronisés (ou pseudo-synchronisés, voir partie suivante) avec leur étoile, la planète montrant toujours la même face à l'étoile. Le temps de pseudo-synchronisation pour des valeurs

typiques de paramètres planétaires et orbitaux de Jupiter chaud est de l'ordre de $10^5 - 10^6$ années (Baraffe et al. (2010) et leurs références). Comme décrit dans le paragraphe précédent, la planète est fortement irradiée. Le flux reçu par cette dernière dépend du type spectral de l'étoile centrale et des paramètres orbitaux. Si Jupiter était à 0.1 UA du Soleil, il recevrait un flux équivalent à ~ 2500 fois celui qu'il reçoit sur son orbite actuelle. La définition de la température de ces planètes se fait en considérant leur irradiation. En effet, la planète a une température interne effective que l'on note T_{int} et elle reçoit un flux incident de l'étoile noté F_{inc} . La conservation de l'énergie implique, pour une planète en équilibre, une reradation de la totalité de l'énergie (énergie interne+énergie incidente). Ainsi, la température effective d'équilibre d'une planète est donnée par

$$\sigma T_{\text{eq}}^4 = \sigma T_{\text{int}}^4 + (1 - A)F_{\text{inc}}$$

où A est l'albédo de Bond.

La température d'équilibre d'une Jupiter chaud peut dépasser ~ 2500 K (e.g. HAT-P-7b 2100 K Pál et al. (2008)), celle de Jupiter est de ~ 110 K.

L'angle entre le plan orbital et le plan équatorial stellaire peut être important pour ces planètes. Une étude récente (Winn et al., 2010) décrit cet angle en fonction de la température effective de l'étoile. Les planètes qui sont autour d'étoiles plus chaudes ont des grands angles (voir la figure 1.3 où tous les systèmes ayant une mesure de l'angle d'inclinaison sont représentés). Ils expliquent cela par les effets de marée qui peuvent plus facilement réaligner l'atmosphère d'étoile froide avec l'orbite (couche convective en surface).

1.2 Les marées

Les caractéristiques des planètes géantes en orbite proche sont assez variées. Pour comprendre la raison de cette variété, plusieurs études ont été faites (et sont en cours). L'état actuel de ces planètes provient d'une évolution depuis leur formation jusqu'à leur âge actuel. Il est donc important d'étudier les phénomènes qui entrent en jeu à tous les stades de la vie planétaire. Les planètes géantes se forment dans des régions du disque protoplanétaire éloignées de l'étoile, où il y a suffisamment de matière pour qu'elles soient massives. Deux théories sont proposées pour expliquer leur formation : la théorie de l'accrétion autour d'un noyau (Mizuno, 1980; Pollack et al., 1996) et celle de l'instabilité gravitationnelle (Cameron, 1978; Boss, 1997). Selon le modèle d'accrétion autour d'un noyau, les planètes se forment par accrétion de gaz autour d'un noyau solide. Dans le disque, les poussières et les petites graines solides coagulent en particules plus grosses. Ces particules tendent à se former dans le plan médian du disque, ensuite, grâce à la collision entre ces particules, des planétésimaux de quelques kilomètres se forment. Une fois le noyau formé, il commence,

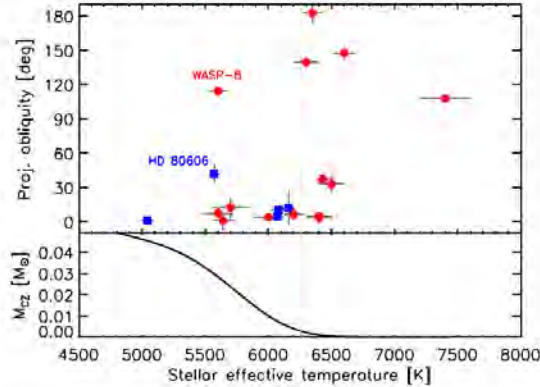


FIG. 1.3: En haut : L'angle entre le plan orbital et le plan équatorial stellaire en fonction de la température effective de l'étoile hôte. En bas est représentée la profondeur de la couche convective extérieure des étoiles en fonction de leur température effective. La figure est tirée de Winn et al. (2010)

dès qu'il atteint une certaine masse (quelques M_{\oplus}), à accréter le gaz qui l'entoure. Cette accréation continue pendant les autres phases de formation planétaire, jusqu'à la déplétion de gaz aux alentours de la planète. La théorie d'instabilité gravitationnelle s'inspire de celle de la formation des étoiles par effondrement gravitationnel. Les planètes gagnent leur gaz immédiatement et peuvent sédimenter les éléments lourds sur une période plus longue.

La migration des planètes géantes vers l'intérieur du disque protoplanétaire peut être expliquée par une migration appelée de type II, où la planète creuse un sillon dans le disque protoplanétaire, et par effet de marée et échange de moment cinétique avec le disque elle migre vers l'intérieur (Goldreich & Tremaine, 1980; Lin & Papaloizou, 1993). Bien que les interactions de marée jouent un rôle important dans l'évolution orbitale des planètes, elles ne peuvent pas expliquer les fortes excentricités et les importantes inclinaisons orbitales observées dans certains systèmes planétaires. D'autres mécanismes sont ainsi invoqués, telles les interactions entre différentes planètes (la présence d'autres corps dans le système pourrait être responsable de la non-circularisation de l'orbite (e.g. Matsumura et al. (2008)), les interactions magnétiques entre les planètes et le disque, le mécanisme de Kozai (e.g. Fabrycky & Tremaine (2007), Nagasawa et al. (2008), Morton & Johnson (2010)) et la nature du disque protoplanétaire (certains disques montrant une instabilité gravitationnelle alors que d'autres n'y sont pas sujets (Jin, 2010)); dans les disques stables gravitationnellement, la migration est lente (c'est le cas du disque solaire)). Notons enfin que des études récentes (Levrard et al., 2009) trouvent que toutes les planètes en transit, sauf une (HAT-P-2b), ne sont pas dans un état d'équilibre de

marée. Ces planètes sont alors, selon cette étude, en évolution et l'état actuel n'est pas leur état final, sauf si d'autres corps existent dans le système et maintiennent l'équilibre.

Outre l'effet sur les paramètres orbitaux (circularisation, synchronisation,...), les marées influencent aussi l'étoile elle-même. Pont (2009) trouve que certaines étoiles ayant des planètes géantes ont une rotation accélérée, et attribue cela comme dû aux interactions de marée. Les interactions de marée peuvent aussi, selon Cuntz et al. (2000), causer un surplus d'activité stellaire. La densité du gaz dans les bourrelets de marée est relativement faible, ce qui fait qu'ils sont sensibles au faible changement de la force de marée. Si les périodes orbitale et rotationnelle sont différentes, les bourrelets se déplacent sur la surface stellaire. La contraction et l'expansion des zones extérieures pourraient engendrer des écoulements et des ondes. Ceci est une source d'énergie non radiative, pouvant augmenter l'échauffement et le niveau de l'activité stellaire. Le surplus d'activité sera modulé par la moitié de la période orbitale (à cause des deux bourrelets de marée). Un autre effet de l'interaction de marée se produit au niveau de la chromosphère, zone de transition et la couronne par l'amplification des ondes dans ces régions, induisant une augmentation de l'énergie dissipée au niveau de ces zones et une augmentation de l'émission UV. Les marées stellaires peuvent également modifier la génération du champ magnétique. L'augmentation de la turbulence peut induire une augmentation locale de l'effet α (responsable de la transformation du champ toroïdal en champ poloïdal). On peut envisager plusieurs possibilités, par exemple la création d'une dynamo turbulente locale ou l'amplification d'une dynamo d'interface à la base de la zone convective.

Les interactions de marée peuvent aussi influencer l'étoile grâce à un effet d'instabilité dit instabilité elliptique. Cette instabilité peut se développer même pour de très petites déformations ; elle est bien étudiée dans les laboratoires, mais son application aux systèmes astrophysiques est compliquée (Rieutord, 2004). De nouvelles études traitent le cas des systèmes à Jupiter chauds (Cebon et al., 2010). Ils étudient en particulier, pour les systèmes où la planète transite devant le disque stellaire, leur stabilité vis à vis de cette instabilité, et l'effet que peut induire cette instabilité sur l'évolution du système et la génération probable de champ magnétique (stellaire).

1.3 Interactions magnétosphériques

Les exoplanètes géantes sont probablement magnétisées comme les planètes géantes du système solaire, dont le champ magnétique est produit par une dynamo. Jupiter a un champ magnétique dipolaire de quelques Gauss ($\sim 4 - 14$ G). L'axe du dipôle est incliné par rapport à l'axe de rotation de la planète de 10° . L'axe du champ magnétique de Saturne est presque aligné avec l'axe de rotation de la planète, alors que pour Uranus et Neptune l'axe du dipôle est très incliné, et le champ magnétique de

ces deux planètes possède une composante quadrupolaire importante (Connerney, 1993; Stevenson, 2003). Par analogie, on s'attend à ce que les Jupiter chauds aient un champ magnétique qui sera probablement produit par effet dynamo. Les planètes jeunes, massives et qui tournent vite peuvent avoir un champ magnétique intense à la surface ($\sim 30 - 60$ G), celles qui sont plus âgées et synchronisées auront un champ de l'ordre du Gauss (Sánchez-Lavega, 2004). Une étude récente de Reiners & Christensen (2010) suggèrent aussi que le champ magnétique des exoplanètes et naines brunes peut varier entre 100 G à 1 kG quand ces objets sont jeunes (quelques millions d'années), et que ce champ diminue avec l'âge jusqu'à un facteur 10 après quelques milliards d'années. Quant à la configuration du champ, il peut avoir des composantes non-axisymétriques, les solutions symétriques de la dynamo, elles, sont stables pour des rotations planétaires importantes (Moss & Brandenburg, 1995). Une magnétosphère planétaire, due à ce champ, pourrait protéger la planète des fortes irradiations stellaires.

Les interactions magnétosphériques entre les Jupiter chauds et leurs étoiles hôtes ont été évoquées dès 2000 par Rubenstein & Schaefer (2000) comme cause possible d'éruptions géantes (superflare) observés sur 9 systèmes ayant un Jupiter chaud. Depuis cette étude, les explications théoriques et les études observationnelles de telles interactions se sont multipliées.

D'un point de vue théorique, Cuntz et al. (2000) proposèrent que les interactions magnétosphériques (e.g. reconnection entre les champs magnétiques des Jupiter chauds et leurs étoiles hôtes) sont capables d'induire des surplus d'activité modulés par la période orbitale.

Les études principales de l'activité stellaire des systèmes à Jupiter chauds, menées dans le but de détecter un surplus d'activité induit par la planète, ont été effectuées par Shkolnik et al. (2003, 2005, 2008). Ils mesurent l'activité stellaire résiduelle et, s'inspirant de Cuntz et al. (2000), phasent leurs mesures en fonction de la période orbitale et de la période rotationnelle. Quand l'activité paraît plutôt modulée par la période orbitale, ils considèrent qu'une interaction magnétosphérique a lieu dans le système. Ils mesurent, pour ces systèmes, un décalage en phase entre le point sous-planétaire (projection de la planète sur le disque stellaire) et la région active du disque stellaire. Les systèmes qui présentent une modulation orbitale au cours de certaines époques (e.g. HD 179949, ν And, HD 189733 et τ Boo) peuvent présenter une modulation rotationnelle au cours d'autres époques, la nature des interactions paraît donc intermittente.

Plusieurs études théoriques ont essayé d'expliquer ces observations. Une explication potentielle du décalage en phase observé entre le point sous-planétaire et la région stellaire de maximum d'activité a été proposée par McIvor et al. (2006) (en modélisant le champ magnétique stellaire par un dipôle incliné). Ce modèle permettrait de rendre compte des phases observées dans certains systèmes, mais reste

incapable de reproduire les grands décalages en phase (de l'ordre de 180°). Ces grands décalages pourraient en revanche être interprétés par des interactions dans une couronne ayant un champ magnétique force-free (Lanza, 2008) ou par la propagation d'ondes Alfvén dans le vent stellaire (Preusse et al., 2006).

Une interprétation a également été proposée par Cranmer & Saar (2007) pour tenter d'expliquer que, pour un système donné, le surplus d'activité semble modulé par la période orbitale à certaines époques alors qu'il est modulé par la période rotationnelle à d'autres. Ils modélisent, dans un premier temps, le champ magnétique stellaire en supposant qu'il est similaire au champ magnétique solaire, et extrapolent le champ dans la couronne. Ayant les cartes de champ magnétique stellaire à des époques différentes, ils effectuent deux calculs : le premier est celui de l'activité stellaire intrinsèque et le second est celui en considérant qu'une interaction étoile-exoplanète a lieu. Ils trouvent que la configuration du champ magnétique joue un rôle primordial dans l'interaction. Le surplus d'activité lié à la planète varie alors d'une orbite planétaire à l'autre, et dépend de la configuration du champ stellaire, ce qui pourrait expliquer un certain type de variabilité.

Le champ magnétique stellaire peut aussi avoir d'autres effets, il peut induire par exemple des variations de période orbitale des planètes. Cet effet, appelé effet Applegate (Applegate & Patterson, 1987; Applegate, 1992), a été étudié par Watson & Marsh (2010) pour les exoplanètes en transit. La variation du moment quadripolaire de l'étoile (induite par une variation du champ magnétique interne à l'étoile et par conséquent du champ de vitesse interne) peut induire des variations d'orbite et donc des époques de transit. Ils suggèrent qu'une mesure de ces variations de temps de transit pourrait nous renseigner sur le mécanisme de production de champ magnétique des étoiles hôtes (comme le suggère Lanza (2008) pour les étoiles binaires). D'autres études récentes trouvent une corrélation entre l'activité stellaire et le spectre d'émission des Jupiter chauds (et donc de leur type d'atmosphère) (Knutson et al., 2010), et entre l'activité stellaire et la gravité de surface des Jupiter chauds (les planètes ayant une gravité de surface importante sont autour d'étoiles actives, Hartman (2010)).

Sur un échantillon d'étoiles avec et sans Jupiter chaud, Kashyap et al. (2008) déduisent que le flux en X des étoiles hôtes de Jupiter chaud est 4 fois plus élevé que celui des étoiles sans planètes massives proches. La présence du Jupiter chaud pourrait limiter l'expansion de la couronne et l'accélération du vent stellaire. Ceci induirait un gradient de pression plus faible que dans le cas d'une étoile hôte de planète éloignée, les lignes du champ restant fermées et n'étant pas ouvertes par le vent, le plasma ne pourrait pas échapper. Ceci a pour effet d'augmenter l'émission X de l'étoile et de faire apparaître des taches chaudes dans la couronne, ces taches pouvant être déphasées par rapport à la planète (Cohen et al., 2009). Le résultat de Kashyap et al. (2008) est récemment contrarié par Poppenhaeger et al. (2010), qui

	plasma faiblement/pas magnétisé <i>(Vent solaire)</i>	plasma fortement magnétisé <i>(magnétosphère de Jupiter, vent d'étoile magnétique)</i>
obstacle faiblement/pas magnétisé <i>(Venus, Mars, Io, Jupiter chauds non magnétiques ?)</i>	Absence d'émission radio cyclotron intense	Interaction unipolaire : <i>émission radio induite sur Io, Jupiter chauds non magnétiques ?</i>
obstacle fortement magnétisé <i>(Terre, planètes géantes solaires, Jupiter chauds magnétiques ?)</i>	<u>Interaction magnétosphérique :</u> <i>émission radio aurorale : Terre et planètes géantes solaires, Jupiter chauds magnétiques ?</i>	<u>Interaction dipolaire :</u> <i>émission radio induite sur Ganymède, reconnection étoile-exoplanète ?</i>

TAB. 1.1: Tableau de Zarka (2006) expliquant les différents types d'interactions entre un plasma et un obstacle. Les exemples sont notés en italique. Trois des quatre cas peuvent présenter des émissions radio intenses.

étudient un échantillon stellaire différent et déduisent que les interactions coronales peuvent être fortes dans certains systèmes, mais elles n'ont pas d'effet majeur général sur les étoiles hôtes de Jupiter chauds.

Afin de prédire l'émission radio qui peut se produire dans les systèmes de Jupiter chaud entre le champ stellaire et la planète, Zarka (2006) différencie plusieurs possibilités concernant la planète et le vent stellaire : le plasma et la planète pouvant être magnétisés, ou pas. Une planète, même non magnétisée, peut avoir des interactions avec le plasma stellaire (importé par le vent). Le tableau 1.1 résume les interactions possibles, en citant des exemples des différents types d'interaction dans notre système solaire. Les interactions peuvent alors être de natures différentes. Pour le moment, les observations radio n'ont pas permis de détecter une émission radio due à une interaction (e.g. Lecavelier Des Etangs et al. (2009); Smith et al. (2009)).

Le champ magnétique joue un rôle primordial dans les interactions magnétosphériques, et peut être influencé par les effets de marée du système. Il est donc important d'étudier le champ magnétique des étoiles à Jupiter chaud. L'étude de l'activité stellaire et l'extrapolation du champ dans la couronne à partir du champ de surface est un pas essentiel vers une compréhension de la physique des interactions et leur modélisation de la façon la plus réaliste possible.

Cette thèse traite ces différents points pour un échantillon stellaire. Dans le pre-

mier chapitre, je décris le code d'imagerie magnétique qui m'a permis, au cours de ce travail, de produire des cartes de champ magnétique de surface. Le deuxième chapitre est consacré à l'étude, pour l'échantillon, des propriétés magnétiques et stellaires (rotation différentielle, cycle magnétique). Le troisième chapitre présente une étude détaillée de l'activité stellaire. Dans le quatrième je présente une description de la couronne stellaire et estime l'émission radio due à une interaction à partir du champ stellaire déjà reconstruit. Des conclusions et des perspectives sont enfin présentées, suivies des articles publiés auxquels le lecteur peut se référer pour le détail des analyses.

Chapitre 2

Détection et étude des champs magnétiques stellaires

Le champ magnétique stellaire produit des effets dans les raies spectrales, tel l'effet Zeeman. Cet effet introduit une décomposition des niveaux atomiques et une polarisation dans les raies spectrales. Afin d'étudier le champ magnétique, nous allons commencer par décrire la polarisation de la lumière d'un point de vue général, pour passer ensuite à la description de l'effet Zeeman et de la polarisation qu'il induit dans les raies. Dans une deuxième étape, nous décrivons en détail l'outil utilisé pour reconstruire les cartes de champ magnétique stellaire, à savoir le code d'imagerie Zeeman-Doppler.

2.1 Polarisation de la lumière et paramètres de Stokes

Une description complète d'une onde électromagnétique peut être faite par l'étude de l'évolution de son champ électrique ou son champ magnétique. Pour une onde plane monochromatique, l'extrémité du champ électrique décrit une ellipse dans un plan fixe dans l'espace perpendiculaire au vecteur d'onde lors de la propagation de l'onde. Dans certains cas particuliers, cet ellipse (dite ellipse de polarisation) peut se transformer en cercle ou en segment. Il s'agit alors d'une onde polarisée circulairement dans le premier cas et linéairement dans le deuxième.

La lumière peut ainsi être décrite par un ensemble de paramètres appelé paramètres de Stokes que nous utiliserons tout au long de cette thèse. Il s'agit de quatre paramètres :

- I : l'intensité de lumière
- Q et U : représentant des états orthogonaux de la polarisation linéaire

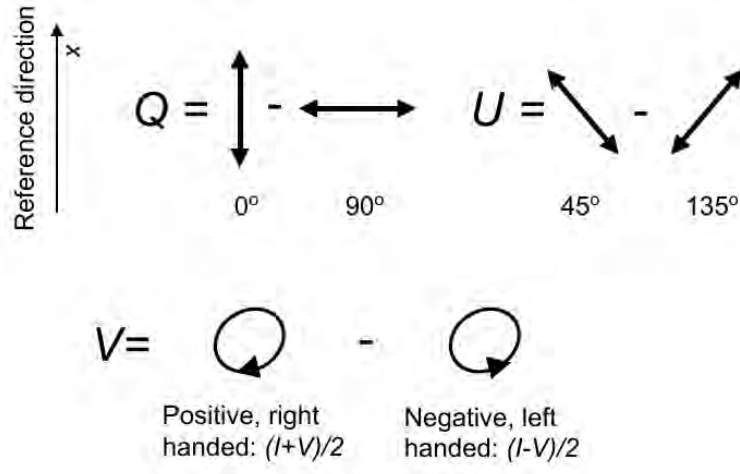


FIG. 2.1: Visualisation géométrique de la définition des paramètres de Stokes. L'observateur regarde en direction de la source (Landi Degl'Innocenti et al., 2007).

- V : représentant la polarisation circulaire nette

Afin de comprendre ce que ces paramètres représentent physiquement, nous considérons un détecteur idéal, des polariseurs linéaires parfaits, et deux polariseurs circulaires parfaits gauche et droit. Soient un rayonnement incident à caractériser, et une direction de référence pour la mesure des polarisations linéaires, choisie dans le plan orthogonal à la direction de propagation de ce rayonnement. Le faisceau ayant un angle solide $d\Omega$, de fréquence dans l'intervalle $(\nu, \nu + d\nu)$, le paramètre de Stokes I est défini par l'énergie mesurée par le détecteur idéal par unité de temps par unité de surface. Il s'agit en fait de l'*intensité spécifique* de la radiation, appelée simplement *intensité*.

Le même principe s'applique aux autres paramètres de Stokes, avec une différence majeure, qui est l'insertion de polariseurs parfaits sur le parcours du faisceau. Nous nommons I_α l'intensité mesurée à travers un polariseur linéaire dans la direction faisant un angle α avec la direction de référence (choisie dans le plan orthogonal à la direction de propagation de l'onde). Nous mesurons successivement I_{0° , I_{45° , I_{90° , I_{135° . À travers les polariseurs circulaires gauche et droite, les intensités sont notées par I_{\odot} et I_{\ominus} . Les paramètres de Stokes sont alors définis comme l'indique la figure 2.1. Rappelons que les paramètres de Stokes Q , U et V mesurent les polarisations nettes, ils sont ainsi nuls pour un rayonnement non polarisé.

2.2 Effet Zeeman

L'étude de l'effet Zeeman (Zeeman, 1897) sur les raies spectrales nous renseigne sur l'intensité du champ magnétique et sur son orientation dans la région de formation de la raie considérée. Dans cette partie, nous allons expliquer comment l'effet Zeeman introduit une polarisation des raies spectrales par décomposition des niveaux atomiques.

Une description simple de l'effet Zeeman peut être donnée dans le cadre de la théorie classique du rayonnement, notamment pour le triplet Zeeman normal. Un atome est modélisé par un électron lié au noyau par une force de rappel élastique. En présence de champ magnétique, l'équation qui décrit le mouvement de l'électron (de vecteur position \vec{x}) est la suivante :

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -4\pi\nu_0^2\vec{x} - \frac{e_0}{m_e c} \frac{d\vec{x}}{dt} \times B \quad (2.1)$$

où ν_0 est la fréquence propre de l'oscillateur, e_0 la charge de l'électron, m_e sa masse, et c la vitesse de la lumière dans le vide. Le premier terme à droite de l'égalité est celui de la force de rappel, le second est celui de la force de Lorentz. L'oscillation de l'électron peut se décomposer comme une somme de trois composantes de fréquence ν_0 , $\nu_0 + \nu_L$ et $\nu_0 - \nu_L$, où ν_L est la fréquence de Larmor donnée par $\nu_L = \frac{e_0 B}{4\pi m_e c}$.

Un observateur dont la ligne de visée est située suivant l'axe du champ magnétique verra deux composantes polarisées circulairement en sens inverse l'une de l'autre et dont les fréquences sont $\nu_0 \pm \nu_L$; en revanche un observateur positionné perpendiculairement à cet axe verra trois composantes polarisées linéairement : une composante polarisée linéairement selon l'axe du champ, de fréquence ν_0 , et deux autres polarisées linéairement perpendiculairement à l'axe du champ de fréquence $\nu_0 \pm \nu_L$ (voir figure 2.2). La composante située à la fréquence ν_0 est appelée composante π , les deux autres sont appelées composantes σ (σ_r a une fréquence $\nu_0 - \nu_L$ et σ_b a une fréquence $\nu_0 + \nu_L$).

La mécanique quantique permet une description plus détaillée de l'effet Zeeman. Une raie en émission correspond à une transition entre un niveau d'énergie et un autre niveau moins élevé. En présence d'un champ magnétique, les niveaux d'énergie se trouvent décomposés en plusieurs sous niveaux. Les modifications du spectre atomique, apportée par le champ extérieur, peuvent être décrites en ajoutant à l'hamiltonien non perturbé H_0 , un terme magnétique H_B

$$H = H_0 + H_B = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(r) + \xi(r) \vec{L} \cdot \vec{S} + \left[\frac{e_0}{2m_e c} (\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B} + \frac{e_0^2}{8m_e c^2} (\vec{B} \times \vec{r})^2 \right] \quad (2.2)$$

\vec{L} étant le moment cinétique orbital
 \vec{S} étant le moment cinétique de spin
 h étant la constante de Planck
 \vec{r} étant la position du nuage électronique

Les termes de H_0 sont respectivement l'énergie cinétique, l'énergie potentielle et l'énergie de l'interaction spin-orbite (couplage L-S). Les termes de H_B représentent respectivement un terme de perturbation linéaire et un terme de perturbation quadratique. Dans le cadre des étoiles étudiées dans cette thèse, nous considérons le cas de l'effet Zeeman linéaire qui a lieu quand l'effet de la perturbation quadratique (terme de diamagnétisme, $\frac{e_0^2}{8m_e c^2}(\vec{B} \times \vec{r})^2$) \ll celui de la perturbation linéaire ($\frac{e_0}{2m_e c}(\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B}$) \ll terme spin-orbite dans l'hamiltonien non perturbé H_0 ($\xi(r)\vec{L} \cdot \vec{S}$). Ceci revient à considérer que la perturbation causée par le champ magnétique \vec{B} est due au terme $\frac{e_0}{2m_e c}(\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B}$.

Cette perturbation conduit à une levée de dégénérescence des $2J+1$ sous-niveaux magnétiques de même nombre quantique J . Les valeurs propres de $H_0 + H_B$ seront $E_{J_0} + \mu_0 g B M$ où M est la projection de \vec{J} sur \vec{B} ($M = \vec{J} \cdot \vec{B}$), E_{J_0} l'énergie du niveau J en l'absence de perturbation, g son facteur de Landé, donné par

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

Les transitions entre les sous-niveaux atomiques ne sont pas toutes possibles. Elles sont autorisées si elles vérifient $\Delta M = 0, \pm 1$. Selon les sous-niveaux qui entrent en jeu, la fréquence du photon résultant d'une transition est donnée par :

$$\begin{aligned} \nu_{MM'}^{JJ'} &= \nu_0 + \nu_L (g' M' - g M) \\ \nu_L &= \frac{\mu_0 B}{h} \text{ est la fréquence de Larmor} \end{aligned} \quad (2.4)$$

En terme de longueur d'onde

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_{MM'}^{JJ'} &= \lambda_0 - \Delta \lambda_B (g' M' - g M) \\ \Delta \lambda_B &= \frac{\nu_L}{c} \lambda_0^2 \\ &= 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 B \end{aligned} \quad (2.5)$$

où λ_0 et $\Delta \lambda_B$ sont en nm, B en G, avec λ_0 longueur d'onde de la transition dans le cas $B = 0$.

Ainsi, au lieu d'observer une unique transition à la fréquence $\nu_0 = \frac{E_{J'} - E_J}{h}$, la présence du champ magnétique mène à $4J + 2J' + 1$ transitions (voir figure 2.3). Dans la pratique, les champs présents dans la photosphère des étoiles non dégénérées ne permettent pas de résoudre toutes les transitions individuelles des composantes

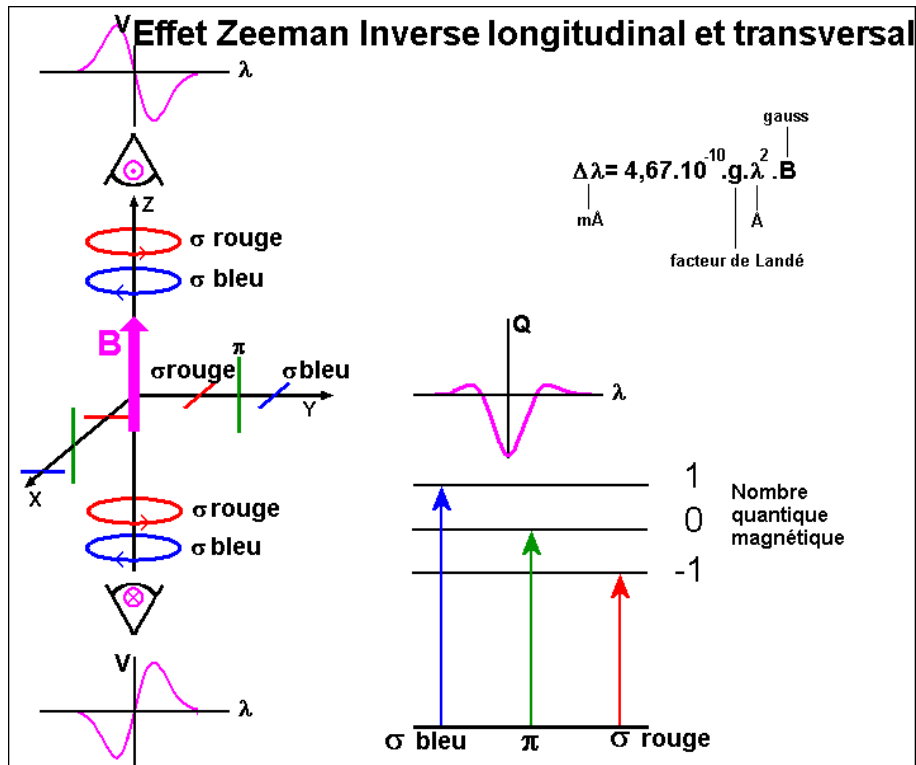


FIG. 2.2: Polarisation des différentes composantes du triplet Zeeman selon l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Le rayonnement est polarisé circulairement dans l'axe du champ magnétique, et linéairement dans le plan orthogonal. Les paramètres de Stokes nous informe sur l'orientation du champ.

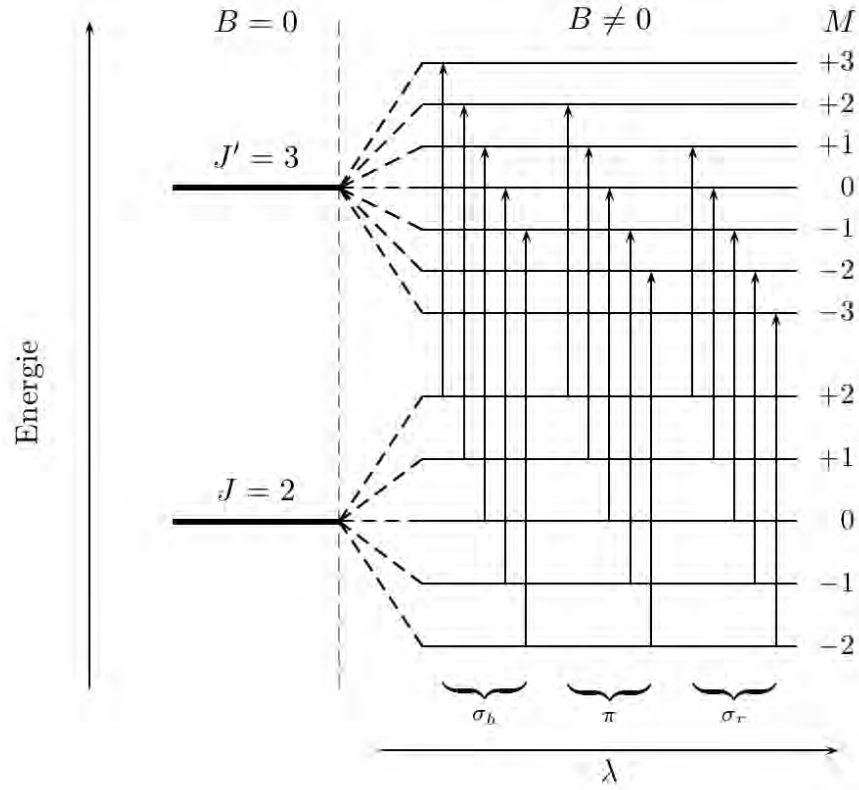


FIG. 2.3: Diagramme des transitions possibles dans le cas du triplet Zeeman. À gauche, en absence du champ, les niveaux d'énergie sont dégénérés, une seule transition a lieu. À droite, en présence de champ magnétique, des sous-niveaux d'énergie ayant le même nombre quantique de moment magnétique J apparaissent, et selon les règles de sélection des transitions, $4J + 2J' + 1$ transitions sont possibles. Notons enfin que ce diagramme présente des raies en absorption, où les électrons gagnent de l'énergie et passent à des niveaux énergétiques plus élevés, mais d'après la loi de Kirchoff, les radiations polarisées absorbées (transition d'un niveau d'énergie à un niveau d'énergie supérieur) sont les mêmes que celles qui peuvent être émises par la transition inverse (Leroy, 1998).

π et $\sigma_{r,b}$. La mesure de la séparation moyenne en longueur d'onde entre une composante σ et la longueur d'onde de référence permet de mesurer l'intensité du champ magnétique :

$$\Delta\lambda_{\sigma-\pi} = 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 g_{\text{eff}} B \quad (2.6)$$

où g_{eff} est le facteur de Landé effectif qui caractérise la sensibilité de la raie à l'effet Zeeman. Il varie entre 0 et 3 ; beaucoup de raies optiques usuelles ont un facteur de Landé effectif proche de l'unité.

2.3 Technique de détection de champ magnétique stellaire

2.3.1 Spectroscopie

Le champ magnétique solaire ou stellaire peut être étudié par la spectroscopie à haute résolution. Il s'agit d'étudier, pour les raies sensibles au champ magnétique, la séparation entre les différentes composantes Zeeman. La mesure du décalage en longueur d'onde entre les composantes permet une mesure de l'intensité du champ magnétique, d'après la formule 2.6. Nous citons comme exemple la raie du Fe I à 630.25 nm. Le facteur de Landé effectif pour cette raie est de $g_{\text{eff}} = 2.5$. Pour un champ d'intensité 1 kG, le décalage en longueur d'onde est de $\Delta\lambda = 4.6 \times 10^{-3}$ nm, correspondant en terme de vitesse radiale à 2.2 km s^{-1} .

Les raies spectrales stellaires sont le plus souvent élargies par l'effet Doppler suite à plusieurs phénomènes, comme l'agitation thermique, mouvements microscopiques et macroscopiques de plasma photosphérique et rotation stellaire ($v \sin i$ pouvant dépasser 100 km s^{-1}). En conséquence, la mesure du décalage entre différentes composantes Zeeman n'est possible que si la séparation en longueur d'onde est supérieure à l'élargissement Doppler de la raie, ce qui n'est pas toujours le cas. Cette mesure peut être faite dans les taches solaires, où le champ magnétique est grand et où les raies ne sont pas élargies par rotation (voir Fig. 2.4), ainsi que pour les étoiles chimiquement particulières (champ magnétique très fort, zone radiative en surface où la macroturbulence est très faible) et dont le $v \sin i$ est souvent peu élevé (Mathys et al., 1997).

2.3.2 Spectropolarimétrie

La spectropolarimétrie consiste à étudier la polarisation des raies spectrales, preuve directe de la présence d'un champ magnétique. Cette polarisation nous renseigne aussi sur l'orientation du vecteur champ magnétique, ce que ne peut pas faire la spectroscopie seule.

Grâce à la mesure de la polarisation circulaire, nous pouvons remonter au champ longitudinal (la composante du champ projetée sur la ligne de visée et moyennée sur l'hémisphère visible de l'étoile au moment de l'observation), en calculant le moment d'ordre 1 du paramètre de Stokes V (Rees & Semel, 1979; Donati et al., 1997) :

$$B_l(G) = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int vV(v) dv}{\lambda_0 g_{\text{eff}} c \int (I_c - I(v)) dv} \quad (2.7)$$

où I et V sont les paramètres de Stokes, I_c le niveau du continu dans I , v la vitesse radiale dans le référentiel de l'étoile, c la vitesse de la lumière exprimée dans la même unité que v , λ_0 exprimée en nm. En effet :

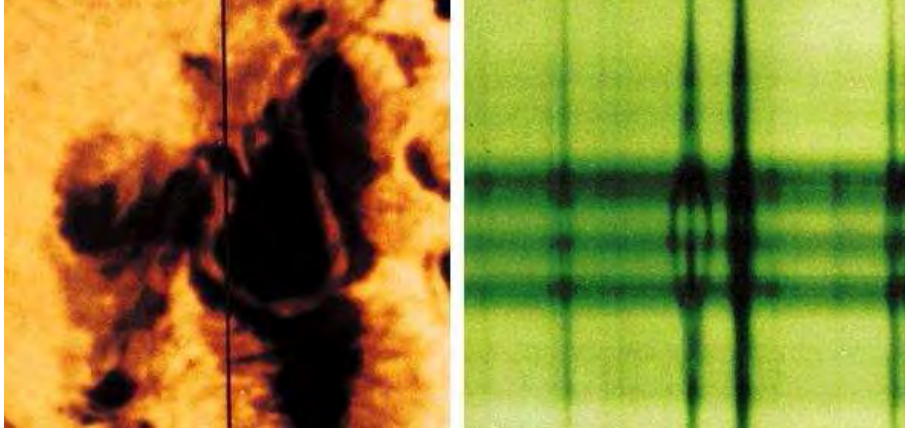


FIG. 2.4: Mesure de l'effet Zeeman dans une tache solaire. Le panneau de gauche montre une tache solaire, où règne un champ intense. La ligne noire verticale représente la fente d'un spectrographe. Le panneau de droite représente une portion du spectre correspondant, la direction verticale correspond à la direction spatiale le long de la fente, et la direction horizontale correspond à la dispersion spectrale. Parmi les deux raies d'absorption intense visibles, les composantes σ et π de la raie de gauche sensible au champ magnétique, sont visibles dans la tache, tandis que la raie de droite, moins sensible au champ, présente juste un élargissement. Crédit : NOAO/AURA/NSF

$$B_l = \Delta\lambda_G / 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 g_{\text{eff}}$$

et

$$\Delta\lambda_G = \int V \Delta\lambda d(\Delta\lambda) / \int (I_c - I) d(\Delta\lambda)$$

Les signatures peuvent être complexes ; l'exploitation de ces paramètres est un outil efficace de mesure du champ magnétique.

Une difficulté majeure de cette méthode provient du fait que les signaux recherchés sont de très faible amplitude, de l'ordre de 0.01% du continu non polarisé pour les signaux en polarisation circulaire, et jusqu'à 1% pour les étoiles les plus magnétiques. Le signal en polarisation linéaire est généralement bien plus faible.

À l'aide d'une série temporelle de spectres polarisés échantillonnant tout le cycle de rotation de l'étoile, il est possible de contraindre la topologie à grande échelle du champ magnétique au moyen de techniques tomographiques similaires à celles utilisées en imagerie médicale (voir section 2.5).

2.4 Mesures spectropolarimétriques

2.4.1 Instrumentation

Un spectropolarimètre est essentiellement formé d'un module polarimétrique placé en amont d'un spectrographe. Le polarimètre le plus simple consiste en une lame à retard et en un séparateur de faisceaux, tous les deux orientables en rotation par rapport à l'axe de propagation du faisceau lumineux (voir la figure 2.5). En ajustant ces orientations, il est possible de mesurer simultanément deux états orthogonaux d'un même état de polarisation, et donc de déduire le paramètre de Stokes correspondant par analyse différentielles entre les deux faisceaux (voir Figure 2.1).

Pendant ma thèse, j'ai utilisé les données des spectropolarimètres ESPaDONs et NARVAL. Ce sont deux instruments jumeaux, le premier monté sur le télescope de 3.6 m Canada-France-Hawaii (CFHT) au Mauna Kea à Hawaii, et le second monté sur le télescope de 2 m Bernard Lyot (TBL) au Pic du Midi de Bigorre. Ces spectropolarimètres sont constitués de deux modules, un module polarimétrique monté au foyer Cassegrain du télescope, et un spectrographe à haute résolution (65000). La séparation du spectropolarimètre en deux modules résulte du fait que chacun de ces modules a des exigences différentes. Afin d'éviter toute polarisation parasite générée par des réflexions obliques, le polarimètre est placé directement au foyer Cassegrain. Le spectrographe, lui, doit être maintenu stable mécaniquement et thermiquement, il est ainsi isolé dans une enceinte thermostatée. La communication entre ces deux modules se fait par des fibres optiques.

Le module polarimétrique comporte des lames à retard (rhomboèdres de Fresnel) et un prisme de Wollaston comme séparateur de faisceau. Ces éléments optiques associés à des traitements de surface optimisés permettent d'atteindre un haut degré d'achromaticité, caractéristique essentielle pour un instrument couvrant tout le domaine optique (370-1000 nm).

Le spectrographe est alimenté par une fente synthétique générée par un dissecteur d'image de type Bowen-Walraven. Les deux états de polarisation orthogonaux sont ainsi mesurés simultanément sur un unique capteur CCD. Le spectrographe est de type échelle (i.e. à dispersion croisée) ; le spectre, d'une quarantaine d'ordre, couvre tout le domaine visible.

Cette seconde génération de spectropolarimètre (la première génération est celle de MuSiCoS au TBL et SemPol à l'AAT) a des caractéristiques qui se résument en :

- mesure de la polarisation circulaire et linéaire (4 paramètres de Stokes)
- couverture de tout le domaine visible (entre 370 et 1000 nm) en une seule pose
- résolution spectrale de 65000
- haute efficacité (jusqu'à $\sim 15\%$ télescope et détecteur compris)
- bonne stabilité thermique et spectrale

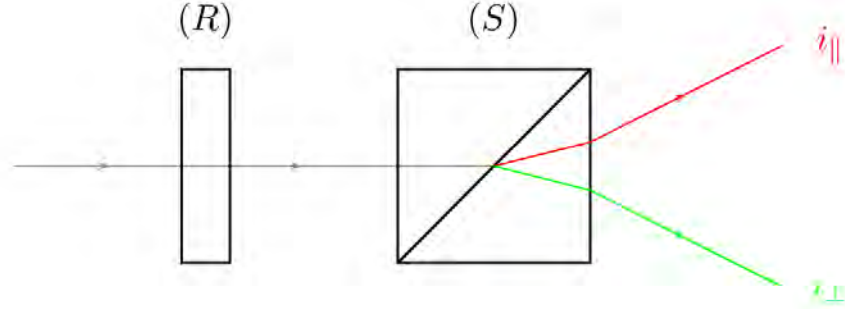


FIG. 2.5: Principe de base du polarimètre. Le séparateur de faisceau (S) (prisme de Wollaston) génère deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux d'intensité i_{\parallel} et i_{\perp} . Le réglage des angles entre l'axe de la lame de retard (R) (lame quart-d'onde) par rapport à l'axe de (S) d'une part, et de l'axe de l'ensemble (R) + (S) par rapport à l'axe Nord-Sud d'autre part, permet de sélectionner le paramètre de Stokes mesuré. Le paramètre de Stokes V est mesuré en positionnant les axes lent et rapide de (R) à $\pm 45^\circ$ par rapport aux axes de (S). Les paramètres de Stokes Q et U sont obtenus en alignant les axes de (R) avec ceux de (S).

Une description technique plus détaillée est présentée dans Donati (2003).

2.4.2 Extraction optimale des spectres polarisés

Chaque pose du spectropolarimètre résulte en un spectre échelle comprenant deux états de polarisation orthogonaux, égaux par exemple à $I + V$ et $I - V$ dans le cas où l'on mesure le paramètre de Stokes V . La procédure de réduction de données issues du spectropolarimètre comporte d'une part l'extraction de spectres à partir de l'échellogramme et d'autre part la reconstruction des paramètres de Stokes.

Pour chaque paramètre de Stokes, il existe quatre positions de retardeurs (lames demi-onde) qui produisent le couple d'états orthogonaux à la sortie du spectropolarimètre. On effectue une pose dans chacune de ces positions. Les spectres résultants notés $i_{k,\perp}$ et $i_{k,\parallel}$ pour les deux états de polarisation de chaque pose, sont alors combinés pour obtenir les paramètres de Stokes (Stokes I est noté I et les paramètres de polarisation Stokes V, Q et U sont notés par P) correspondants selon :

$$I = \sum_{k=1}^4 i_{k,\parallel} + i_{k,\perp} \quad (2.8)$$

$$\frac{P}{I} = \frac{R-1}{R+1}$$

où

$$R^4 = \frac{i_{1,\perp}/i_{1,\parallel} \ i_{3,\perp}/i_{3,\parallel}}{i_{2,\perp}/i_{2,\parallel} \ i_{4,\perp}/i_{4,\parallel}} \quad (2.9)$$

Cette division de spectres ayant des états de polarisation orthogonaux permet d'éliminer, au premier ordre, les erreurs systématiques, par exemple les sources de polarisation parasites potentiellement dues à la variabilité stellaire, à la rotation terrestre, aux dérives du spectrographe, à l'inhomogénéité de réponse du CCD, etc.

Notons qu'un spectre de polarisation nulle (appelé spectre N) est calculé comme suit :

$$R^4 = \frac{i_{1,\perp}/i_{1,\parallel} \ i_{2,\perp}/i_{2,\parallel}}{i_{4,\perp}/i_{4,\parallel} \ i_{3,\perp}/i_{3,\parallel}} \quad (2.10)$$

Ce spectre ne contient pas de signal de polarisation ; il sert ainsi de test pour vérifier que les sources de polarisations parasites ont été bien filtrées.

Au cours de cette thèse, les spectres analysés ont été réduits en utilisant le code Libre-Esprit mis à disposition des utilisateurs des deux spectropolarimètres ESPaDOnS et Narval. Ce logiciel est basé sur la méthode optimale d'extraction de spectre décrite ci-dessus. Libre-Esprit est une évolution plus fiable d'Esprit (développé par Donati et al. (1997)) qui a été utilisé avec le prédécesseur d'ESPaDOnS et Narval, le spectropolarimètre MuSiCoS.

2.4.3 Déconvolution moindres-carrés

Les signatures Zeeman que nous essayons de détecter sont extrêmement petites, leur amplitude relative est d'environ 0.01 à 0.1% de l'intensité du continu. L'inversion de ces signatures en terme de champ initial demande qu'elles soient mesurées avec une grande précision, c'est-à-dire avec un niveau de bruit relatif plus petit que 10^{-5} – 10^{-4} .

Le rapport Signal/Bruit d'un spectre (autour de 700 nm) ne dépassant pas 2000 pour les étoiles étudiées pendant cette thèse, nous ne pouvons pas obtenir l'information de polarisation nécessaire pour notre étude à partir d'une seule raie spectrale (Donati et al., 1997). Il est donc nécessaire d'extraire cette information de différentes raies d'absorption photosphériques présentes dans le spectre stellaire. En effet, nous pouvons considérer à l'ordre zéro que les raies spectrales répètent la même signature de polarisation à un facteur d'échelle près. Ainsi, chaque raie peut être considérée comme une réalisation différente d'une même mesure. Une combinaison de toutes ces réalisations permet de réduire le bruit de photon (e.g. Semel & Li (1996)).

Dans ce contexte, les spectres stellaires peuvent être décrits comme la convolution d'une signature Zeeman moyenne par un masque spectral. Le masque est une somme pondérée de distributions de Dirac, représentant la distribution de raies dans le domaine spectral considéré. Il est calculé en utilisant les listes de raies atomiques

de Kurucz (Kurucz CD-Rom 18) et en supposant un modèle d'atmosphère stellaire de Kurucz avec des abondances solaires, une gravité de surface de 10^4 cm s^{-2} et une température effective correspondante au type spectral de l'étoile étudiée. Ainsi, la déconvolution du spectre stellaire observé par le masque spectral fournit l'estimation d'une raie moyenne, dont le rapport signal/bruit est bien plus important que celui des raies spectrales individuelles. Un exemple de cette raie moyenne est montrée dans la figure 2.6 pour une étoile étudiée pendant cette thèse. Cette méthode, appelée déconvolution moindres-carrés (en anglais Least-Squares Deconvolution ou LSD), a été mise au point par Donati et al. (1997); elle permet, avec une couverture spectrale étendue comme celle d'ESPaDOnS et NARVAL, d'obtenir une information très précise sur le champ magnétique des étoiles froides et ce même avec des télescopes de taille modeste.

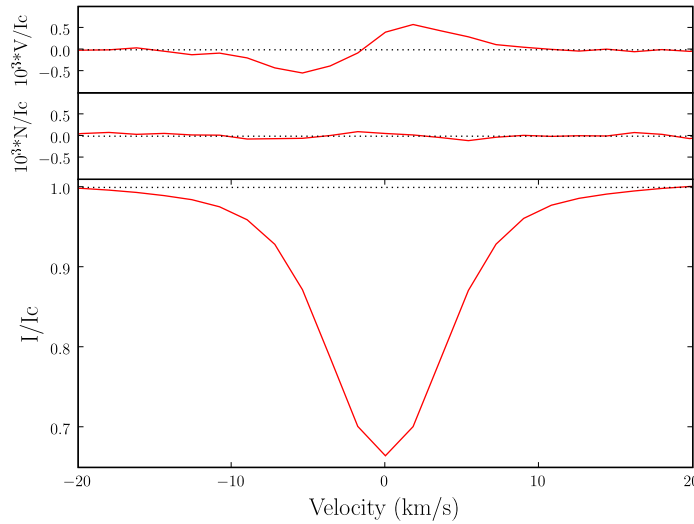


FIG. 2.6: Un exemple de profil en lumière non polarisé (Stokes I), de profil de polarisation circulaire (Stokes V) et de profil test N pour HD 189733. L'absence de signal dans le profil N confirme le bon fonctionnement instrumental et valide la détection dans le profil V.

2.5 Imagerie tomographique Zeeman-Doppler

À partir d'une série de profils LSD collectés à diverses phases de la rotation, on peut reconstruire l'image de la surface de l'étoile qui cause la variabilité observée.

2.5.1 Principes

L'imagerie tomographique consiste à cartographier toute grandeur physique distribuée d'une manière non-uniforme à la surface de l'étoile et affectant la formation de raies spectrales.

En 1983, Vogt & Penrod (1983) montrent que les taches à la surface de l'étoile sont capables de produire des signatures en forme de bosse dans les raies spectrales. Ceci peut avoir lieu quand l'étoile tourne relativement vite ($v \sin i > 10 \text{ km s}^{-1}$), de sorte que l'élargissement rotationnel des raies est supérieur au profil local de la raie en tout point de la surface stellaire. La position des signatures est liée directement à la longitude des taches (voir la figure 2.7). Au premier ordre, un spectre peut être vu comme une carte 1-D en longitude, complètement brouillée en latitude (Deutsch, 1957; Khokhlova & Riabchikova, 1975). En effet, la partie visible du disque stellaire peut être décrite comme une succession de bande (en latitude) d'iso-vitesse radiale ; selon la position de la tache en longitude, sa signature apparaît dans l'aile rouge ou bleu de la raie, permettant ainsi une localisation de la tache en longitude mais pas en latitude. Afin de déterminer sa latitude, il faut disposer d'une série temporelle de spectres offrant un échantillonnage dense et régulier du cycle rotationnel. La visibilité de la tache dépend de sa latitude et de l'angle d'inclinaison de l'étoile ; les simulations montrent qu'à partir d'une telle série de spectres, il est possible de localiser plus ou moins précisément une tache en latitude.

La cartographie des surfaces stellaires est un problème inverse qui consiste à reconstruire la distribution de la grandeur étudiée à la surface d'une étoile à partir de séries temporelles de spectres. Le code d'imagerie se base sur le principe de l'entropie maximale, il procède d'une manière itérative : partant d'une carte homogène, les taches sont ajoutées, et les spectres synthétiques résultants sont comparés aux spectres observés, jusqu'à atteindre un niveau d'ajustement fixé a priori. Cette méthode s'est avérée efficace pour l'étude de la répartition des taches froides à la surface d'étoile de faible masse (e.g. Collier-Cameron & Unruh (1994); Donati et al. (2003a)), ainsi que pour l'étude des abondances des éléments chimiques à la surface des étoiles chimiquement particulières Ap (e.g., Rice & Wehlau (1994); Kochukhov et al. (2004)).

L'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) (Semel, 1989) utilise la même technique tomographique que l'imagerie Doppler, en l'appliquant sur des spectres polarisés afin de cartographier la géométrie magnétique stellaire. Contrairement à l'imagerie Doppler, la grandeur reconstruite (le champ magnétique) est une grandeur vectorielle, la polarisation dépendant de l'orientation du champ (voir les sections 2.1 et 2.2). À faible $v \sin i$, l'imagerie Doppler est peu efficace car le profil de référence est connu avec une précision limitée ; en revanche, ZDI peut, même à bas $v \sin i$, fournir des informations sur le champ magnétique en étudiant la modulation rotationnelle des signatures polarisées (l'absence du champ se traduit par des signatures nulles).

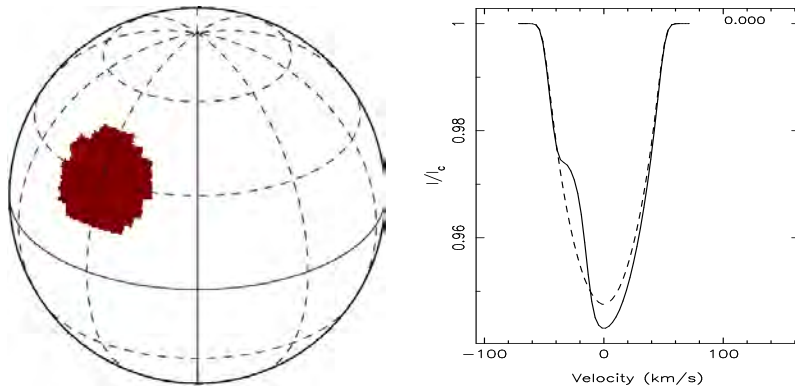


FIG. 2.7: Principe de l'imagerie Doppler. Une tache froide à la surface stellaire produit des distorsions dans les raies spectrales. Sur le panneau droit, un profil de référence correspondant à la même étoile sans tache est tracé en pointillé et le profil modifié par la présence de la tache froide apparaît en trait plein.

Dans la suite, je décrirai le code d'imagerie Zeeman Doppler que j'ai utilisé pendant ma thèse. Il est initialement développé par Brown et al. (1991), mais plusieurs modifications ont été apportées à ce code initial afin d'améliorer sa performance. Je les détaillerai ci-dessous.

2.5.2 Description du champ magnétique

Afin de calculer le champ magnétique de la surface stellaire, nous décomposons cette surface en un maillage de cellules. Chaque cellule contribue différemment au profil moyen de polarisation. Cette contribution dépend de plusieurs paramètres, la position de la cellule, sa surface projetée, sa vitesse radiale, le champ magnétique et son orientation. Le profil de polarisation produit par l'étoile dans une configuration donnée est calculé en sommant (avec un poids approprié) les contributions de toutes les cellules visibles par l'observateur.

Dans la première version du code (Brown et al., 1991), le champ magnétique était décrit comme une série de valeurs indépendantes (une valeur pour chaque composante du champ et chaque cellule de la grille). Les simulations montrent que cette méthode permet une reconstruction fiable des taches où règne un champ magnétique intense, ainsi que l'orientation du champ dans ces taches (Brown et al., 1991; Donati et al., 1997). Par contre, elle ne parvient pas à reproduire avec précision des géométries simples de champ (e.g., multipole de bas degré genre dipôle) car ces géométries sont en fait complexes quand elles sont décrites comme une série de valeurs indépendantes.

La description du champ utilisée dans la nouvelle version du code d'imagerie magnétique est celle présentée par Donati et al. (2006), basée sur Jardine et al.

(1999), pour l'étude du champ de l'étoile τ Sco. Le champ magnétique est décomposé sur une base d'harmoniques sphériques. Il est décrit par ses composantes poloïdales et toroïdales. Dans une base sphérique, les trois composantes du champ sont décrites par :

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) = -\text{Re} \left\{ \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \right\} \\ B_\theta(\theta, \phi) = -\text{Re} \left\{ \sum_{l,m} \beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) + \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi) \right\} \\ B_\phi(\theta, \phi) = -\text{Re} \left\{ \sum_{l,m} \beta_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi) - \gamma_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) \right\} \end{cases} \quad (2.11)$$

où

$$\begin{cases} Y_{l,m}(\theta, \phi) = c_{l,m} P_{l,m} e^{im\phi} \\ X_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{P_{l,m}(\theta)}{\sin\theta} e^{im\phi} \\ Z_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{\partial P_{l,m}}{\partial\theta} e^{im\phi} \\ c_{l,m} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \end{cases} \quad (2.12)$$

Re est la partie réelle de l'expression, $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ est l'harmonique sphérique de degré l et d'ordre m , $P_{l,m}$ est le polynôme de Legendre associé. Ils sont des fonctions de la colatitude θ et de la longitude ϕ .

Il s'agit alors de reconstruire les coefficients d'harmoniques sphériques $\alpha_{l,m}$, $\beta_{l,m}$ et $\gamma_{l,m}$ jusqu'à un ordre l_{max} fixé. Le coefficient $\alpha_{l,m}$ caractérise la composante poloïdale radiale, $\beta_{l,m}$ la composante poloïdale non-radiale et $\gamma_{l,m}$ la composante toroïdale. L'ordre l_{max} dépend de la résolution à l'équateur stellaire. Pour les étoiles ayant un $v \sin i$ pas trop faible ($\geq 10 \text{ km s}^{-1}$), le nombre d'éléments de résolution à l'équateur est donné par

$$n = \frac{2\pi v \sin i}{\Delta\lambda} \quad (2.13)$$

$\Delta\lambda$ désignant la largeur à mi-hauteur du profil local en lumière non polarisée. Si $v \sin i$ est inférieur à 10 km s^{-1} , la décomposition est essentiellement limitée par la qualité des données (S/N, échantillonnage du cycle rotationnel) typiquement à des valeurs de $l_{max} \sim 5$. Nous limitons la décomposition à un degré d'harmonique sphérique égal à $\max(n, 5)$.

Cette description du champ est plus réaliste physiquement que celle de Brown et al. (1991), dans la mesure où elle décrit le champ par une somme de ses composantes poloïdales et toroïdales. Les topologies magnétiques simples et complexes

peuvent être reconstruite (Donati, 2001) (e.g. Figure 2.8). Grâce aux coefficients d'harmoniques sphériques, les fractions poloïdales ou axisymétriques du champ sont calculées directement. Ceci est intéressant dans l'étude de l'évolution du champ magnétique, ainsi que dans le cadre de l'étude de la dynamo dans les étoiles froides.

2.5.3 La reconstruction du champ magnétique

La reconstruction du champ magnétique à la surface de l'étoile est un problème inverse qui consiste, à partir des spectres polarisés observés, à remonter au champ magnétique de surface. Les spectres polarisés observés, ainsi que leur bruit de mesure, sont respectivement décrits par un vecteur \mathbf{D} de dimension n_D et un vecteur $\boldsymbol{\sigma}$. Le champ magnétique à la surface de l'étoile, décrit par les coefficients $\alpha_{l,m}$, $\beta_{l,m}$ et $\gamma_{l,m}$, est représenté par un vecteur \mathbf{I} .

La description directe du problème est alors comme suit :

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

R étant une fonction de réponse qui permet de calculer une série de spectres à partir d'une géométrie magnétique. Le problème n'est simple que si $R(\cdot)$ est inversible, or ce n'est pas le cas pour plusieurs raisons (dégénérescence de modèles dues à la projection le long des bandes d'iso-vitesse radiale, de la largeur intrinsèque des raies stellaires, etc et du bruit de mesure).

La reconstruction se fait alors de manière itérative : à partir d'une image initiale \mathbf{I}_0 (correspondant à un champ magnétique nul), les spectres résultants $\mathbf{F} = R(\mathbf{I})$ sont comparés aux données \mathbf{D} , et \mathbf{I} est modifié en retour en fonction des différences constatées. Le but est de minimiser l'écart quadratique moyen entre l'image reconstruite et les données. Cet écart est donné par :

$$\chi^2(\mathbf{I}) = \sum_{k=1}^{n_D} \left(\frac{F_k - D_k}{\sigma_k} \right)^2 \quad (2.15)$$

Plusieurs solutions de configuration magnétique peuvent être reconstruites pour une même valeur de χ^2 . Le problème est mal-posé, il faut introduire un nouveau critère pour assurer une solution unique. Il s'agit de l'entropie $S(\mathbf{I})$. Le formalisme de multiplicateur de Lagrange assure la présence d'un multiplicateur λ pour lequel l'image \mathbf{I}_0 maximise la fonctionnelle donnée par :

$$Q(\mathbf{I}) = S(\mathbf{I}) - \lambda \chi^2(\mathbf{I}) \quad (2.16)$$

Cette solution d'entropie maximale minimise le contenu informationnel de l'image au sens de l'entropie : toutes les structures reconstruites sont requises pour produire les spectres observés au niveau du χ^2 prescrit.

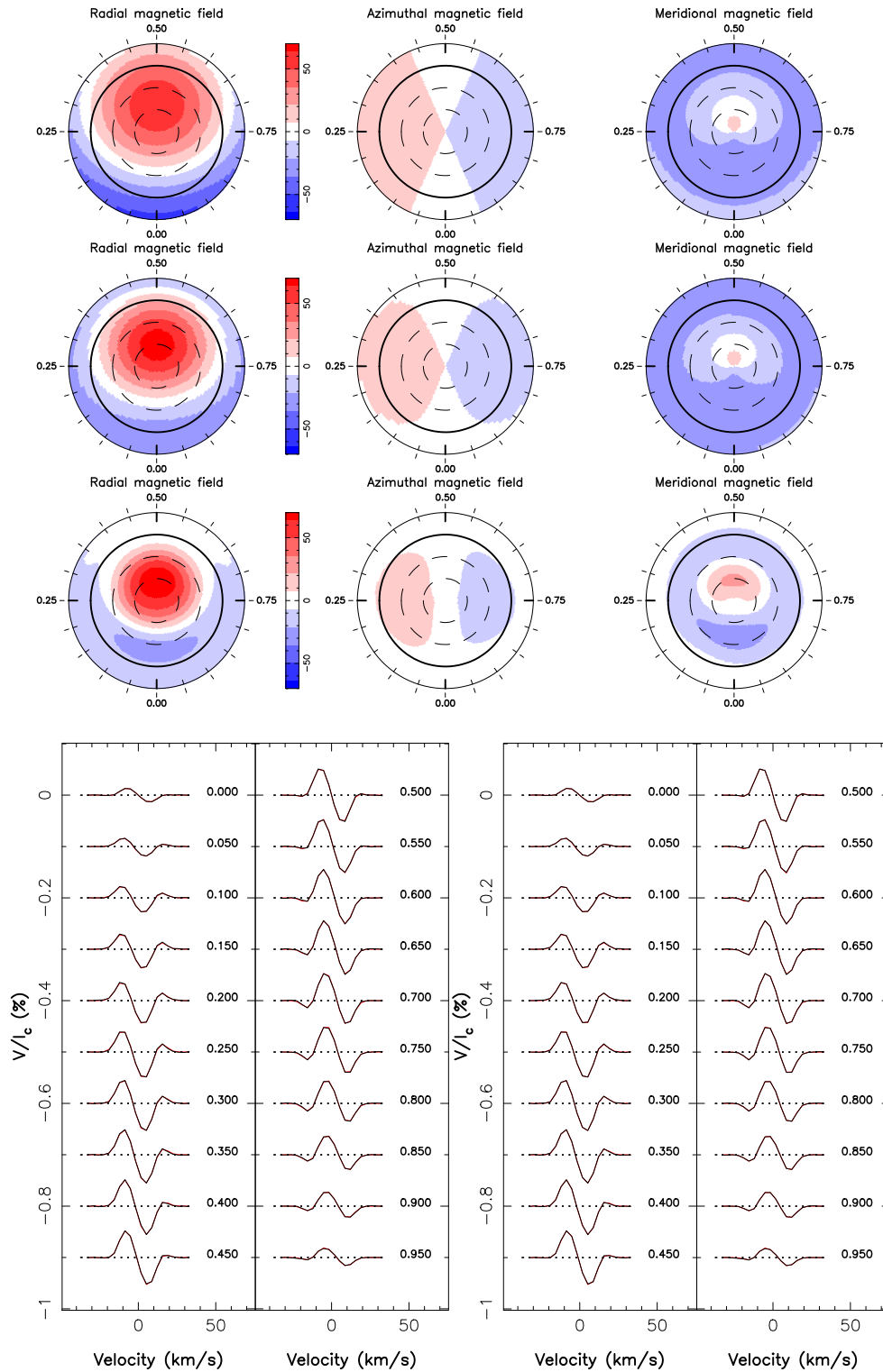


FIG. 2.8: Exemple d'une reconstruction d'une géométrie magnétique simple (dipôle incliné). L'étoile est représentée par une vue polaire, les cercles représentent les latitudes $30^\circ, 60^\circ$ et -30° , les cercle gras représente l'équateur. Les trois composantes de l'étoile dans une base sphérique sont représentées (composantes radiale, méridionale et azimuthale). En haut, le modèle de champ à reconstruire, au milieu la carte reconstruite en utilisant un ordre d'harmonique sphérique maximal de $l_{max} = 2$ et en dessous celle avec $l_{max} = 5$. En bas, les profils Stokes V synthétiques (en noir) et reconstruits (en rouge) pour $l_{max} = 2$ à gauche et $l_{max} = 5$ à droite.

Le forme de l'entropie que l'on choisit est la suivante

$$S = - \sum_{l,m} l(\alpha_{l,m}^2 + \beta_{l,m}^2 + \gamma_{l,m}^2) \quad (2.17)$$

Il s'agit de la somme des énergies magnétiques des modes reconstruits pondérée par le degré l de chaque mode. Le principe d'entropie maximale utilisée est celui de Skilling & Bryan (1984).

2.5.4 Contraintes sur les paramètres stellaires

Cette méthode d'imagerie permet non seulement de reconstruire la carte magnétique stellaire, mais aussi de contraindre certains paramètres stellaires, tels que le $v \sin i$, l'inclinaison de l'étoile sur le plan du ciel i , la période de rotation P_{rot} et la rotation différentielle.

Sur une série temporelle de spectres, il est possible comme déjà décrit de situer la régions magnétiques sur la surface stellaire, en longitude et en latitude. Quand l'étoile tourne différentiellement, la vitesse angulaire n'est pas la même à toutes les latitudes. La rotation différentielle est exprimée par une loi de type solaire

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2 \theta \quad (2.18)$$

où $\Omega(\theta)$ et Ω_{eq} sont respectivement la vitesse angulaire à une latitude θ et l'équateur, et $d\Omega$ est la différence de vitesse angulaire entre le pôle et l'équateur. Le champ est construit pour une date de référence correspondant généralement à la date moyenne des observations.

En pratique, pour une valeur de champ magnétique fixée, nous calculons les cartes magnétique pour un ensemble de couple $(\Omega, d\Omega)$. Le couple le plus probable est celui dont le χ_r^2 de l'ajustement est minimal (pour une quantité d'information dans l'image donnée). En considérant que les bruits de mesure sont gaussiens, nous pouvons calculer les erreurs sur Ω_{eq} et $d\Omega$. La surface de χ_r^2 autour du minimum est décrite par le parabolöide :

$$a\Omega_{\text{eq}}^2 + b\Omega_{\text{eq}}d\Omega + cd\Omega^2 + d\Omega_{\text{eq}} + ed\Omega \quad (2.19)$$

Les paramètres Ω_{eq} et $d\Omega$ et leurs barres d'erreur sont donnés par (Donati et al., 2003b) :

$$\Omega_{\text{eq}} = (be - 2cd)/(4ac - b^2), \quad \sigma(\Omega_{\text{eq}}) = ((a - b^2)/4c)^{-1/2} \quad (2.20)$$

$$d\Omega = (bd - 2ae)/(4ac - b^2), \quad \sigma(d\Omega) = ((c - b^2)/4a)^{-1/2} \quad (2.21)$$

À noter que la déduction des paramètres de rotation différentielle ne peut pas se faire pour n'importe quel jeu de données. Les données doivent bien échantillonner le

cycle rotationnel, et couvrir plus d'un cycle de sorte que les signatures des différentes régions se répètent dans les spectres.

Chapitre 3

Étude spectropolarimétrique

Au cours de cette thèse, nous nous intéressons à l'étude et la compréhension de la physique qui régit les interactions entre les Jupiter chauds et leur étoile hôte, ainsi qu'à l'influence des interactions sur les corps en question. Les interactions peuvent, en principe, être observées à différentes longueurs d'onde (e.g. émission radio planétaire, activité chromosphérique stellaire, émission X stellaire). Le champ magnétique stellaire joue un rôle prépondérant dans les interactions du type "interactions de plasma" (Zarka, 2007). Quant aux interactions de marée, elles peuvent influencer la génération du champ magnétique en causant des dynamos locales, en amplifiant la dynamo d'interface à la base de la zone convective extérieure (Cuntz et al., 2000), ou en provoquant des instabilités dites "instabilités elliptiques" (Cébron et al., 2010a,b; Le Bars et al., 2010). Il est donc important d'étudier le champ magnétique à grande échelle d'étoiles à Jupiter chaud et son évolution; et de coupler cette étude à des observations à différentes longueurs d'onde, dans le but de comprendre les effets de l'interaction depuis la surface stellaire jusqu'à la couronne.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude spectropolarimétrique d'un échantillon d'étoiles ayant un Jupiter chaud. Nous décrivons l'échantillon étudié dans un premier temps, pour passer ensuite à l'étude de la topologie magnétique des étoiles, de leur rotation différentielle et de leur cycle magnétique.

3.1 Échantillon stellaire

Le champ magnétique d'étoiles froides que nous étudions (étoiles de type spectral F, G et K) étant de l'ordre de quelques Gauss à plusieurs centaines de Gauss (Donati & Landstreet, 2009), nous choisissons des étoiles plutôt brillantes afin de mesurer les signatures Zeeman avec une précision suffisante pour notre étude.

Nous avons effectué plusieurs campagnes d'observation en utilisant les spectropolarimètres ESpaDOs et NARVAL. Nous avons observé 11 étoiles froides avec

Jupiter chauds, ayant des caractéristiques stellaires variées, et deux autres étoiles de comparaison, qui ne sont pas hôtes de Jupiter chaud. Le tableau 3.1 résume leurs caractéristiques.

Nom	m_v	Dist (pc)	[Fe/H]	T_{eff} (K)	Age (Gan)	Masse (M_{\odot})	Rayon (R_{\odot})	Masse (CZ) (M_{\odot})	rayon (CZ) (R_{\odot})	$v \sin i$ (km s^{-1})
τ Bootis	4.4 ^a	16 ^a	0.09 ^a	6310 ^a	1.64 ^{+0.44,b} _{-0.52}	1.341 ^{+0.054,b} _{-0.039}	1.46 ^{+0.05,b} _{-0.05}	0.002 ^{+0.001,b} /0.0005 ^g	0.230 ^{+0.010,b} _{-0.005} /0.12 ^g	14.98 ^{c,d}
HD 189733	7.6 ^a	19 ^a	-0.12 ^a	4930 ^a	> 0.6 ^a	0.78 ^{+0.06,a} _{-0.02}	0.76 ^d \pm 0.01	0.05 ^g	0.34 ^g	3.5 ^c
HD 179949	6.2 ^a	27 ^a	0.03 ^a	6120 ^a	2.56 ^{+1.12,b} _{-1.64}	1.181 ^{+0.039,b} _{-0.026}	1.22 ^{+0.05,b} _{-0.04}	0.006 ^{+0.003,b} _{-0.001} /0.002 ^g	0.236 ^{+0.032,b} _{-0.017} /0.174 ^g	7.02 ^c
HD 46375	7.9 ^a	33 ^a	0.39 ^a	5190 ^a	0.87 ^{+0.05,b} _{-0.03}	0.927 ^{+0.022,b} _{-0.018}	0.94 ^{+0.03,b} _{-0.04}	0.051 ^{+0.003,b} _{-0.004}	0.314 ^{+0.011,b} _{-0.013}	0.86 ^c
HD 73256	8.0 ^a	36 ^a	0.12 ^a	5360 ^a	12.6 ^a	0.89 ^{+0.01,a} _{-0.03}	0.90 ^d	0.036 ^g	0.34 ^g	3.56 ^d
HD 187123	7.8 ^a	48 ^a	0.12 ^a	5800 ^a	7.40 ^{+1.24,b} _{-1.16}	1.037 ^{+0.026,b} _{-0.024}	1.17 ^{+0.06,b} _{-0.04}	0.021 ^{+0.003,b} _{-0.003}	0.335 ^{+0.024,b} _{-0.022}	2.15 ^d
HD 130322	8.0 ^a	30 ^a	-0.05 ^a	5300 ^a	1.1 ^a	0.836 ^{+0.018,b} _{-0.012}	0.85 ^{+0.03,b} _{-0.03}	0.042 ^{+0.003,b} _{-0.003}	0.275 ^{+0.008,b} _{-0.012}	1.61 ^d
HD 102195	8.0 ^e	29 ^e	0.05 ^e	5290 ^k	2.4 ^e	0.93 ^e	0.835 ^{+0.016,e} _{-0.016}	0.034 ^g	0.32 ^g	3.23 ⁱ
HAT-P-2	8.71 ^e	118 ^k	0.14 ^k	6290 ^k	2.7 ^k	1.36 ^j	1.64 ^{+0.09,j} _{-0.08}	0.0006 ^g	0.12 ^g	20.7 ^h
CoRoT-7	11.7 ^l	150 ^l	0.03 ^l	5275 ^l	1.5 ^l	0.93 ^l	0.87 ^{+0.04,l} _{-0.04}	0.34 ^g	0.31 ^g	2.5 ^h
XO-3	9.8 ^e	260 ^e	-0.18 ^e	6430 ^e	2.82 ^e	1.21 ^e	1.377 ^{+0.083,e} _{-0.083}	0.002 ^g	0.11 ^g	18.5 ^h
HD 30652	3.66 ^a	8 ^a	-0.03 ^a	6410 ^a	1.4 ^{+1.0,a} _{-1.1}	1.25 ^{+0.06,a} _{-0.4}	1.329 ^{+0.015,m} _{+0.015}	0.001 ^g	0.10 ^g	17 ^a
HD 173667	2.79 ^a	19 ^a	-0.15 ^a	6300 ^a	2.4 ^{+0.1,a} _{-0.1}	1.39 ^{+0.04,a} _{-0.04}	1.893 ^{+0.028,m} _{+0.028}	0.0003 ^g	0.11 ^g	19 ^a

TAB. 3.1: Les paramètres stellaires des étoiles observées. Les colonnes listent successivement le nom de l'étoile, sa magnitude visuelle, sa distance, sa métallicité (rapportée à la métallicité solaire), sa température effective, son âge, sa masse, son rayon, la masse de la zone convective extérieure, le rayon de la zone convective extérieure, et sa vitesse projetée sur la ligne de visée $v \sin i$. Les trois premières étoiles du tableau sont celles dont les données ont été analysées pendant cette thèse, et les deux dernières étoiles sont des étoiles de comparaison qui ne sont pas hôtes de Jupiter chaud.

(a) Nordstrom et al. (2004); (b) Takeda et al. (2007); (c) Butler et al. (2006) (barre d'erreur sur $v \sin i \sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$); (d) Fischer & Valenti (2005); (e) www.exoplanet.eu; (f) Winn et al. (2007); (g) En utilisant les modèles d'évolution de Lionell Siess, Siess et al. (2000); (h) Knutson et al. (2010); (i) Ge et al. (2006) (barre d'erreur sur $v \sin i \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$); (j) Pál et al. (2010); (k) Pál (2009); (l) Léger et al. (2009); (m) Valenti & Fischer (2005);

Les T_{eff} de Nordstrom et al. (2004) sont compatibles avec les résultats de Fischer & Valenti (2005), les âges et les masses de Takeda et al. (2007) sont compatibles avec ceux de Nordstrom et al. (2004) (et Fischer & Valenti (2005) pour les masses), les rayons de Takeda et al. (2007) sont compatibles avec ceux de Fischer & Valenti (2005).

Les exoplanètes autour de ces étoiles ont aussi différentes caractéristiques que nous résumons dans le tableau 3.2.

Nom	P_{orb} (jour)	a (UA)	$M_p \sin i$ (M_{\oplus})	e	transit (inc) (°)	sync (P_{rot}) (jour)
τ Bootisb	3.3125	0.046	3.9	0.02	non (40)	oui (3.3)
HD 189733b	2.2185	0.03142	1.15	0	oui (85)	non (11.9)
HD 179949b	3.0925	0.045	0.95	0.02	non (60)	non (7.6)
HD 46375b	3.024	0.041	0.249	0.04	non	non
HD 73256b	2.54858	0.037	1.87	0.03	non	non
HD 187123b	3.097	0.042	0.52	0.03	non	non
HD 130322b	10.724	0.088	1.08	0.04	non	non
HD 102195b	4.113775	0.049	0.45	0	non	non
HAT-P-2b	5.6334729	0.0674	8.74	0.52	oui	non
CoRoT-7b	0.853585	0.0172	0.0151	0	oui	non
XO-3b	3.1915239	0.0454	11.79	0.26	oui	non

TAB. 3.2: Les paramètres de la planète : Période orbitale, demi-grand axe, masse minimale (sauf pour les planètes en transit, où il s'agit de la masse), excentricité, le fait qu'elle soit une planète qui transite et la synchronisation entre l'étoile et la planète (notée sync dans le tableau). Données de www.exoplanet.eu. Les valeurs entre parenthèse sont l'inclinaison entre l'axe de rotation stellaire et la ligne de visée et la période de rotation stellaire en jour pour les trois étoiles étudiées dans cette thèse, ces valeurs sont tirées de Fares et al. (2009, 2010, 2011).

Pendant cette thèse, nous avons analysé en détail les observations obtenues pour trois systèmes, τ Boo, HD 189733 et HD 179949. Le tableau 3.3 détaille les observations faites pour chaque étoile.

3.2 Données spectropolarimétriques

Afin de reconstruire une carte du champ magnétique à grande échelle à la surface de l'étoile, nous utilisons les profils moyens de signatures Zeeman obtenus par déconvolution moindres carrés (LSD, voir la section 2.4.3). Le masque est calculé pour τ Boo et HD 179949 en supposant une température de surface de 6250 K et pour HD 189733 en supposant une température de surface de 5000 K ; il contient ainsi des milliers de raies (environ 4000 raies pour les étoiles de type spectral F et 6400 pour les étoiles de type spectral K), desquelles on extrait un profil moyen en polarisation circulaire. Le rapport S/N dans le profil de polarisation circulaire (Stokes V) obtenu

Étoile	Date	Nb de nuits	Instrument	Nb de profils Stokes V	S/N
τ Boo	Janvier 2008	9	ESpaDOns	40	2200
	Juin 2008	5	NARVAL	9	2200
	Juillet 2008	11	NARVAL	19	1900
HD 189733	Juin 2006	3	ESpaDOns	8	1150
	Août 2006	6	ESpaDOns	7	1120
	Juin 2007	14	Nar+Esp	21	920
	Juillet 2008	9	NARVAL	24	720
HD 179949	Juin 2007	8	ESpaDOns	10	1300
	Sep 2009	12	ESpaDOns	21	1910

TAB. 3.3: Résumé des observations faites sur les trois étoiles. La première colonne indique l'étoile observée, la deuxième la date de la campagne, la troisième le nombre de nuits d'observation par campagne, l'instrument ou les instruments utilisés dans la quatrième, le nombre de spectres en polarisation circulaire collectés dans la cinquième, et le rapport S/N (par bin de vitesse de 2.6 km s^{-1} autour de 700 nm) dans la sixième.

par LSD est de l'ordre de 25-30 fois le rapport S/N dans les raies individuelles du spectre.

La planète et l'étoile sont en rotation autour de leur centre de gravité, ce qui induit des variations de vitesse radiale de l'étoile. En ajustant une Gaussienne à chaque profil non polarisé (Stokes I), nous calculons la vitesse radiale de l'étoile pour chacune des observations. Les vitesses calculées sont en accord avec les variations prédites par les solutions orbitales de la littérature (e.g. Figure 3.1). Nous ramenons ensuite tous les profils (Stokes I et V) dans le référentiel de l'étoile en corrigeant les vitesses radiales de la contribution induite par le mouvement orbital.

Rappelons la procédure de reconstruction de carte magnétique. Il s'agit de calculer des profils de polarisation circulaire synthétiques et de les comparer d'une façon itérative aux profils observés jusqu'à ce que ces profils synthétiques ajustent les observations dans la limite du bruit. La distribution du champ à la surface de l'étoile est décrite par une expansion en harmoniques sphériques. Afin de calculer les profils synthétiques, nous modélisons les profils locaux en lumière non polarisée (Stokes I) et en polarisation circulaire (Stokes V) dans chaque cellule de la surface stellaire (avant tout élargissement rotationnel). Nous utilisons un modèle simple ; le profil en lumière non polarisée est modélisé par une Gaussienne, et le profil de polarisation circulaire est calculé dans l'approximation des champs faibles. Cette approximation est valide dans le cas des étoiles étudiées dans cette thèse, leur champ magnétique ne dépassant pas la cinquantaine de Gauss. Le profil polarisé circulairement (Stokes

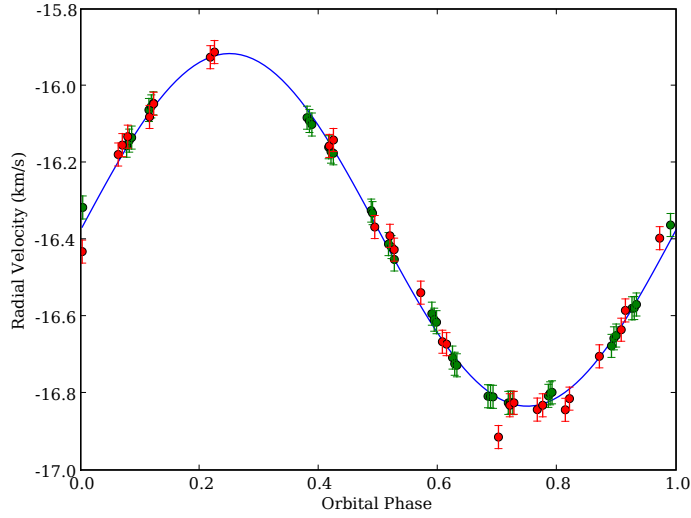


FIG. 3.1: La variation de vitesse radiale de τ Boo en fonction de la phase orbitale de la planète. Les vitesses radiales calculées à partir de nos observations sont présentées par des points verts pour les spectres ESpaDONs (Janvier 2008) et points rouges pour les spectres NARVAL (Juin/Juillet 2008) avec leur barre d'erreur à 1σ . La courbe bleue représente les variations de vitesse radiale estimée par la solution orbitale du système (Butler et al., 2006), seule la vitesse moyenne de cette courbe est ajustée à nos données. Le calcul de phase orbitale E se fait suivant l'éphéméride $T_0 = \text{HJD } 2,453,450.984 + 3.31245E$ où la phase 0 correspond à la conjonction supérieure (Fares et al., 2009).

V) est calculé comme suit :

$$V(\lambda) = -g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m^2} B_l \frac{dI}{d\lambda} \quad (3.1)$$

où I est le profil local en lumière non polarisée, g et λ_0 sont le facteur de Landé effectif et la longueur d'onde d'un profil LSD moyen, m et e la masse et la charge d'un électron et B_l la composante longitudinale du champ magnétique local (Morin et al., 2008).

Dans la suite, nous allons décrire les topologies magnétiques reconstruites pour les trois étoiles étudiées, la rotation différentielle déduite de l'étude, et l'évolution temporelle du champ magnétique stellaire.

3.3 Topologies magnétiques

Les trois étoiles que nous étudions sont des étoiles froides de faible masse (0.8 - 1.3 M_{\odot}). Pour chacune de ces étoiles et chaque époque d'observation, les profils de polarisation circulaire fluctuent sur la durée des observations. Les signatures Zeeman présentent parfois des variations importantes d'une nuit à l'autre suggérant que le champ magnétique à grande échelle de ces étoiles est complexe.

L'intensité du champ magnétique de τ Boo est faible, de l'ordre de quelques Gauss. Le champ moyenné sur la surface stellaire est de 3 G environ ; dans les zones magnétiques les plus intenses, le champ peut atteindre une dizaine de Gauss (5 - 10 G). Nous trouvons ces grandeurs pour toutes les époques d'observation (Donati et al., 2008; Fares et al., 2009). Les profils de polarisation circulaires observés et reconstruits, ainsi que les cartes reconstruites sont montrés dans les figures 3.2 et 3.3 respectivement.

HD 179949 est observée pendant deux époques d'observation, l'intensité du champ magnétique est du même ordre pour ces deux époques. Il s'agit d'un champ faible de quelques Gauss en moyenne, pouvant atteindre une dizaine de Gauss dans certaines régions magnétiques. Les profils de polarisation sont montrés dans Fares et al. (2011), les cartes reconstruites sont présentées dans la figure 3.4. L'intensité moyenne du champ est similaire à celle du champ de τ Boo.

HD 189733 a un champ magnétique plus intense que celui de τ Boo et de HD 179949. Nous avons analysé les données de trois époques d'observation, Juin 2007, Juin 2008 et Juin/Août 2006 (les données de Juin 2006 et Août 2006 étant considérées comme un seul jeu de données, à l'opposé de Moutou et al. (2007) où ces données sont traitées séparément). Le champ magnétique moyenné sur la surface stellaire est d'une trentaine de Gauss ; il peut atteindre la quarantaine de Gauss dans les régions de fort champ magnétique (voir la figure 3.5 et Fares et al. (2010)).

Concernant la topologie du champ magnétique, le champ magnétique de τ Boo présente des caractéristiques différentes entre les époques d'observation. En Juin 2007, Juin 2008 et Juillet 2008, il est dominé par la composante poloïdale qui contribue, pour les trois époques respectivement, par 83%, 87% et 91% à l'énergie magnétique totale. En Janvier 2008, la configuration du champ est plutôt toroïdale ; la contribution toroïdale à l'énergie totale est de 62%. Les propriétés du champ magnétique pour toutes les époques d'observation sont résumées dans le tableau 3.4, plus de détails peuvent être trouvés dans Donati et al. (2008) et Fares et al. (2009).

La composante poloïdale du champ de HD 179949 domine pendant les deux époques d'observation, séparées de deux ans. La contribution de l'énergie poloïdale à l'énergie totale est $\geq 80\%$. Les caractéristiques magnétiques de HD 179979 et de τ Boo sont similaires pour certaines époques.

La configuration du champ magnétique de HD 189733 est différente de celle des deux autres étoiles. La topologie magnétique est principalement toroïdale pour deux

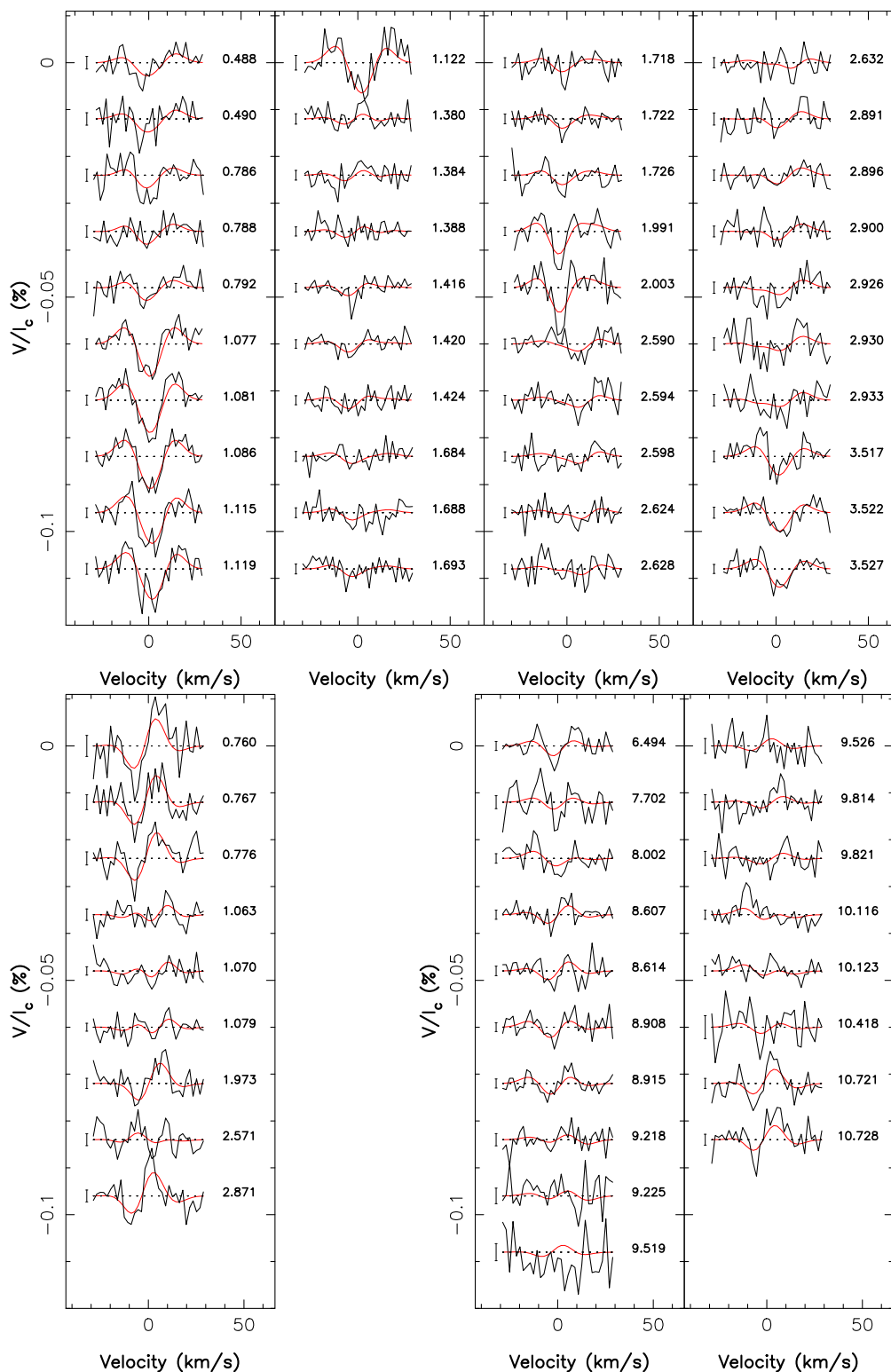


FIG. 3.2: Les profils Stokes V observés (noir) et reconstruits (rouge) pour les trois époques d'observation de τ Boo (haut : Janvier 2008, bas : gauche : Juin 2008 et droite : Juillet 2008). Les phases rotationnelles des observations sont indiquées à droite de chaque profil, une barre d'erreur de 1σ est présentée à gauche. (Figure tirée de Fares et al. (2009))

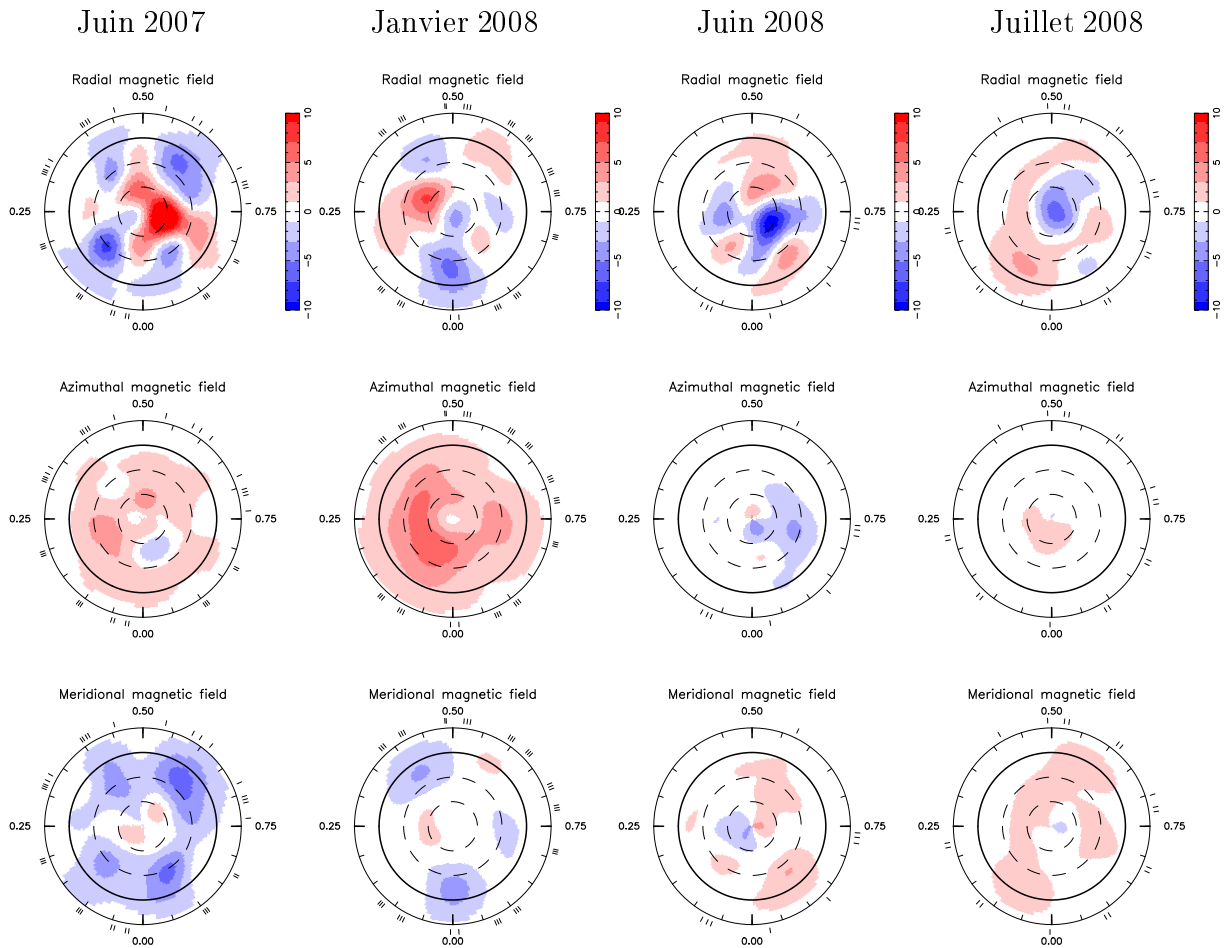


FIG. 3.3: Les cartes reconstruites de τ Boo pour Juin 2007 (première colonne), Janvier 2008 (deuxième colonne), Juin 2008 (troisième colonne) et Juillet 2008 (quatrième colonne). Les composantes radiales, azimutales et méridiennes sont montrées. L'étoile est présentée en projection polaire aplatie, les cercles représentent les latitudes de -30° jusqu'au pôle. Le cercle gras représente l'équateur. Les petits tirets autour de chaque image représentent les phases rotationnelles des observations. Le champ magnétique est en Gauss. (Figure tirée de Fares et al. (2009))

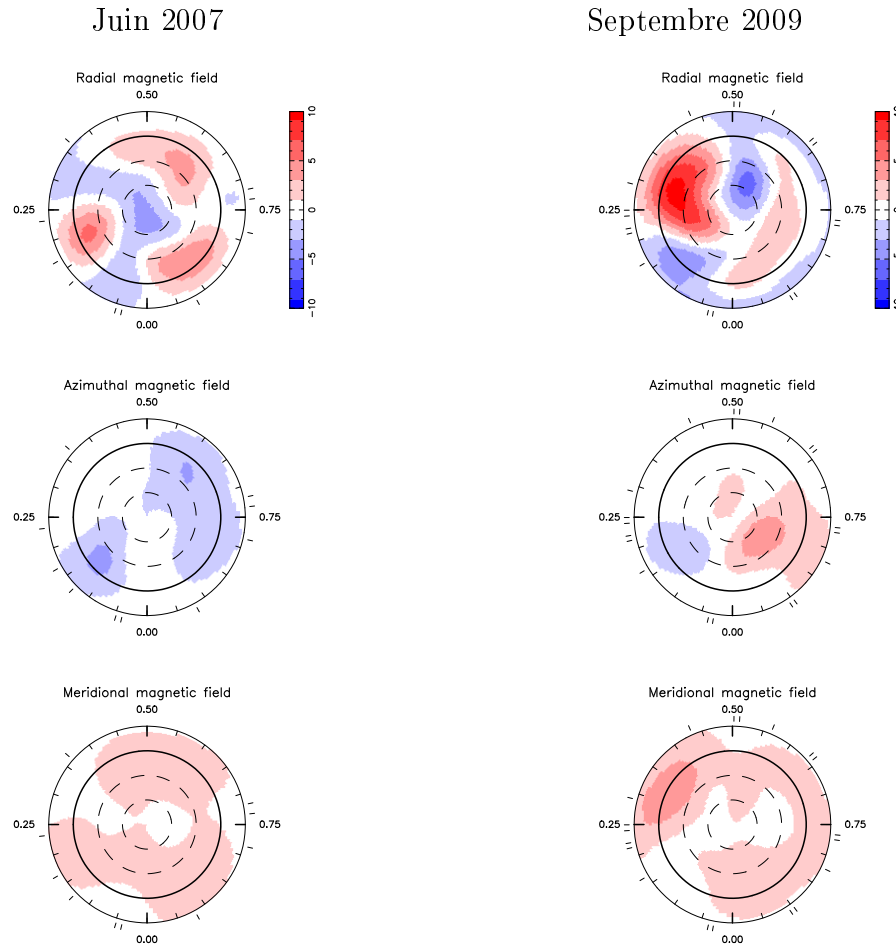


FIG. 3.4: Idem figure 3.3 pour les cartes magnétiques de HD 179949 en Juin 2007 (gauche) et septembre 2009 (droite). (tiré de Fares et al. (2011))

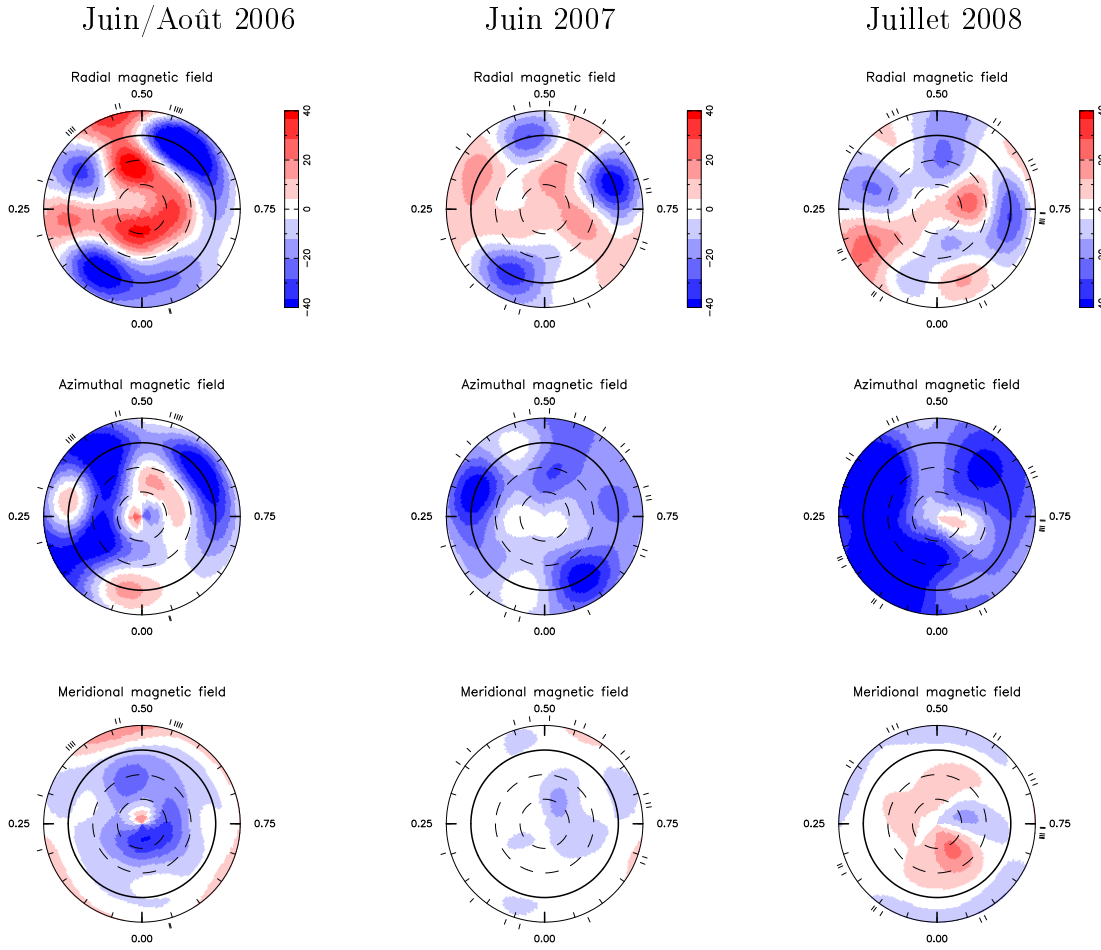


FIG. 3.5: Idem figure 3.3 pour les cartes magnétiques de HD 189733. La carte de Juin/Août 2006 est présentée à gauche, celle de Juin 2007 au milieu et celle de Juillet 2008 à droite. (tiré de Fares et al. (2010))

époques d'observation (Juin 2007 et Juillet 2008). En Juin/Août 2006, le champ est principalement poloïdal.

L'étude du champ magnétique des étoiles froides et son évolution permet de mieux comprendre comment il est généré, et de tester la généralité/validité des modèles dynamo développés spécifiquement pour le Soleil. Comparer les topologies magnétiques d'étoiles avec Jupiter chaud à celles d'étoiles sans planètes peut également permettre d'identifier une éventuelle composante dynamo induite par effet de marée.

Les observations montrent que les étoiles froides ont un niveau d'activité qui augmente avec la rotation, en accord avec les prédictions des théories dynamo. Le nombre de Rossby est un paramètre clé de la mesure de l'efficacité de la génération de

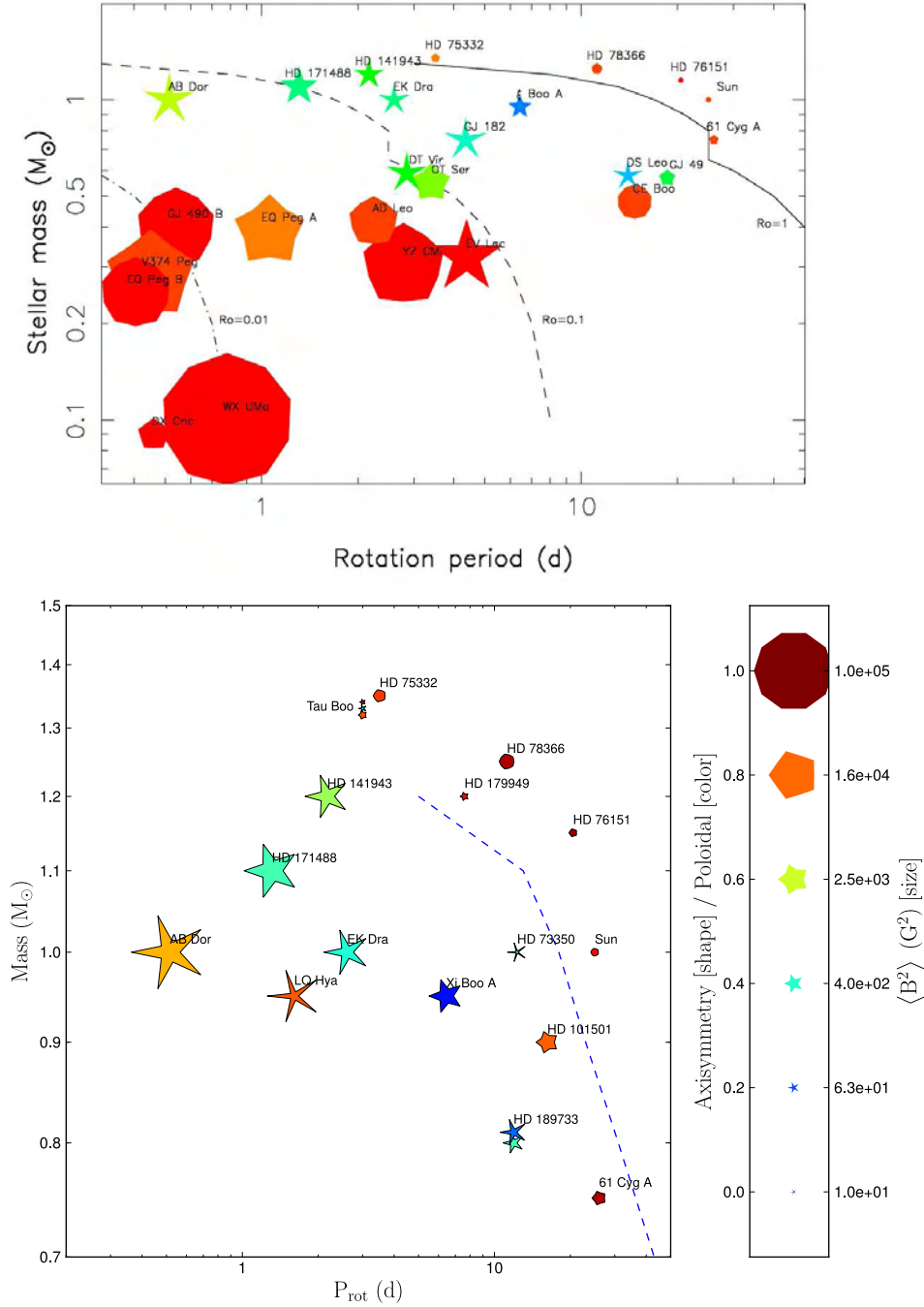


FIG. 3.6: Diagramme Masse/Rotation d'étoiles froides sans Jupiter chaud étudiées en spectropolarimétrie. Les régimes correspondant à des nombres de Rossby de 1, 0.1 et 0.01 sont tracés. Les codes de couleurs varie d'un champ purement poloïdal (rouge) à un champ purement toroïdal (bleu). La taille des symboles indique la grandeur du champ. Leur forme indique le degré d'axisymétrie de la composante poloïdale : étoile pour purement non-axisymétrique et décagone pour purement axisymétrique. Diagramme de Donati et al. (2009). En bas : un zoom sur la partie du diagramme autour des paramètres stellaires qui nous intéressent dans cette thèse, avec les trois étoiles étudiées placées sur le diagramme. La ligne correspond à un nombre de Rossby de 1, elle est calculée en se basant sur Landin et al. (2010).

Étoile	Campagne	B (G)	E_{tor} % total	E_{axisym} % poloïdal
τ Boo	Juin 2007	3.7	17	60
	Janvier 2008	3.1	62	20
	Juin 2008	2.3	13	36
	Juillet 2008	1.7	9	62
HD 179949	Juin 2007	2.6	20	60
	Septembre 2009	3.7	10	50
HD 189733	Juin/Août 2006	33	33	56
	Juin 2007	22	57	26
	Juillet 2008	36	77	17

TAB. 3.4: Propriétés magnétiques des étoiles par époque d’observation. la troisième colonne mentionne le champ moyen à la surface de l’étoile, la quatrième la contribution (%) de l’énergie toroïdale à l’énergie totale, et la cinquième le pourcentage de modes axisymétriques dans la composante poloïdale.

champ magnétique. Il est défini par le rapport entre la période de rotation de l’étoile et le temps de retournement convectif τ_c , $Ro = \frac{P}{\tau_c}$. Ro mesure l’effet de la rotation sur la convection ; la force de Coriolis a des effets importants sur la convection pour des petits nombres de Rossby. Dans les régimes de $Ro < 1$, les observations montrent une activité stellaire significative, avec une activité $\propto 1/Ro$. Le régime $Ro = 0.1$ correspond à la saturation de la dynamo.

Nous choisissons trois paramètres pour décrire de manière simplifiée la topologie magnétique : la densité d’énergie, la fraction d’énergie poloïdale et le degré d’axisymétrie dans la composante poloïdale. De part et d’autre du régime $Ro = 1$, les étoiles semblent avoir des champs magnétiques avec des caractéristiques différentes. Pour un nombre de Rossby > 1 , comme dans le cas solaire, les champs magnétiques sont modérés, à dominance poloïdale et axisymétrique. Pour les régimes de $Ro < 1$ et $M_\star > 0.5 M_\odot$, les observations montrent des champs plus importants (d’intensité $\propto 1/Ro$), ayant une composante toroïdale importante voire dominante, et dont la composante poloïdale est non-axisymétrique (Donati & Landstreet, 2009). La figure 3.6 est un diagramme Masse/Rotation pour certaines étoiles froides étudiées en spectropolarimétrie. Elle montre en particulier les deux groupes de topologie magnétique de part et d’autre du régime $Ro = 1$. Nous allons résumer les propriétés magnétiques de nos étoiles et les comparer à celles des étoiles qui sont dans le même régime.

Le nombre de Rossby calculé pour HD 189733 est inférieur à 1. Le champ de cette

étoile est un champ fort pour toutes les époques d'observation. À part en Juin/Août 2006, la composante toroïdale du champ est importante et le degré d'axisymétrie est faible dans la composante poloïdale. Pour τ Boo et HD 179949, le nombre de Rossby est légèrement supérieur à l'unité. Le champ magnétique de ces étoiles est faible, avec une composante poloïdale importante (à part pour Janvier 2008 pour τ Boo). La composante axisymétrique est importante dans le champ poloïdal. Comparées aux autres étoiles froides, nos étoiles montrent des intensités du champ similaires à leurs homologues qui se trouvent dans le même régime. En moyenne, la fraction d'énergie poloïdale et le degré d'axisymétrie dans la composante poloïdale trouvés pour nos étoiles correspondent aussi à la tendance générale dans les deux régimes.

3.4 Rotation différentielle

Pour nos trois étoiles, nous mesurons la rotation différentielle de surface par la méthode décrite dans la section 2.5.4. Il s'agit de mesurer la fréquence de récurrence des signatures de régions magnétiques dans la série temporelle de spectres dont nous disposons. Comme déjà décrit, ceci peut être possible quand nos spectres échantillonnent bien le cycle de rotation stellaire et quand ils s'étalent sur plusieurs cycles rotationnels.

Nous mesurons la rotation différentielle à la surface de τ Boo pour toutes les époques d'observation. La différence de vitesse angulaire entre le pôle et l'équateur $d\Omega$, moyennée sur nos quatre époques d'observations (incluant la mesure de la rotation différentielle en Juin 2007), est de $d\Omega = 0.43 \pm 0.12$ rad/jour. La rotation différentielle de τ Boo est une rotation différentielle de même signe que celle du Soleil, e.g. l'équateur tournant plus vite que le pôle. L'équateur effectue une rotation complète de plus que le pôle en $\frac{2\pi}{d\Omega} = 14.6 \pm 4.1$ jours.

La rotation de HD 179949 est aussi différentielle en surface, avec une différence de vitesse angulaire pôle/équateur de $d\Omega = 0.216 \pm 0.061$ rad/jour. La différence de taux de rotation entre le pôle et l'équateur est de $d\Omega = 0.146 \pm 0.049$ rad/jour pour HD 189733 (voir la figure 3.7 et tableau 3.5).

Les études concernant la rotation différentielle des étoiles froides montrent que $d\Omega$ augmente avec la température (Barnes et al., 2005; Collier Cameron, 2007). Les étoiles de type spectral F ont une rotation différentielle plus importante que les étoiles de type spectral G ou K (voir figure 3.8). Collier Cameron (2007) calcule une loi de puissance qui décrit la variation de la rotation différentielle en fonction de la température effective de l'étoile ; $d\Omega = 0.053(T_{\text{eff}}/5130)^{8.6}$.

Nos résultats sont en bon accord avec les prédictions pour étoiles froides. Placées dans un diagramme température effective/rotation différentielle, elles suivent la tendance générale de la variation de la rotation différentielle avec la température (voir la figure 3.8). La dispersion autour de la courbe décrivant la loi de puissance

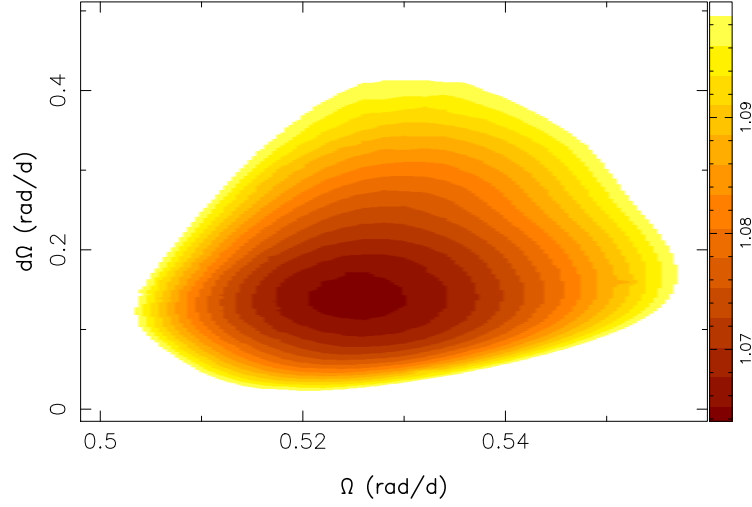


FIG. 3.7: Variations de χ_r^2 en fonction de Ω_{eq} et $d\Omega$, dérivés de la modélisation de profils Stokes V de Juin 2007 pour HD 189733. Le plus grand contour coloré correspond à une augmentation de 3.4% de χ_r^2 , et trace une incertitude de 3σ pour les deux paramètres considérés comme une paire.

Étoile	Époque	$d\Omega$ rad/jour	Ω_{eq} rad/jour	P_{eq} jour	P_{pole} jour
τ Boo	juin 2008	0.43 ± 0.10	2.05 ± 0.04	3.06 ± 0.06	3.85 ± 0.33
	juillet 2008	0.50 ± 0.15	2.12 ± 0.12	2.96 ± 0.16	3.87 ± 0.64
	moyenne ^a	0.46 ± 0.12	2.08 ± 0.08	3.02 ± 0.11	3.87 ± 0.47
	moyenne ^b	0.43 ± 0.12	2.05 ± 0.06	3.06 ± 0.09	3.87 ± 0.43
HD 179949	Sept 2009	0.216 ± 0.061	0.824 ± 0.007	7.62 ± 0.07	10.33 ± 0.80
HD 189733	Juin 2007	0.146 ± 0.049	0.526 ± 0.007	11.94 ± 0.16	16.53 ± 2.43

TAB. 3.5: Les caractéristiques de la rotation différentielle des étoiles étudiées. La troisième colonne indique la différence de vitesse angulaire entre le pôle et l'équateur, la quatrième colonne indique la vitesse angulaire à l'équateur. À partir de ces deux grandeurs, nous pouvons déduire la période de rotation de l'équateur et du pôle, mentionnées dans les colonnes 5 et 6 respectivement.

a : La valeur moyenne de la rotation différentielle calculée inclue uniquement les valeurs trouvées pour Juin 2008 et Juillet 2008.

b : La valeur moyenne de la rotation différentielle calculée inclue les 4 époques : Juin 2007 (Donati et al., 2008), Janvier 2008, Juin 2008 et Juillet 2008 (Fares et al., 2009).

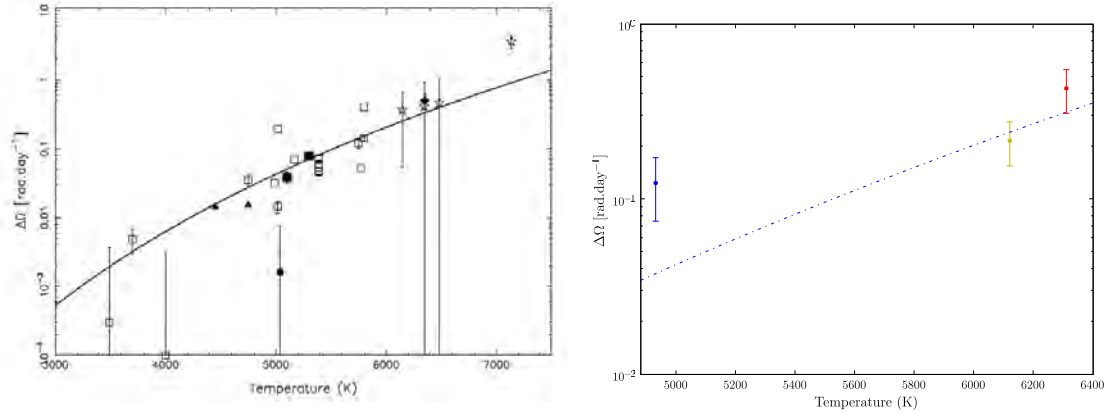


FIG. 3.8: À gauche : Rotation différentielle d'étoiles froides en fonction de la température de surface. Les tirets indique la loi de puissance de l'ajustement de la forme $d\Omega = 0.053(T_{\text{eff}}/5130)^{8.6}$, graphe de Dunstone et al. (2008). À droite : nous plaçons nos étoiles dans un digramme comme celui de gauche (τ Boo en rouge, HD 179949 en jaune, et HD 189733 en bleu). La ligne représente la loi de puissance $d\Omega = 0.053(T_{\text{eff}}/5130)^{8.6}$ utilisée dans le graphe de Dunstone et al. (2008) et trouvée par Collier Cameron (2007).

est néanmoins importante, mais ce pour plusieurs étoiles froides et pas juste celles étudiées dans cette thèse. La valeur de la rotation différentielle de HD 189733 est supérieure à la valeur de la courbe ; l'étude de la rotation différentielle sur plusieurs époques d'observation permettra de savoir s'il s'agit d'une variation temporelle de la rotation différentielle (voir section 3.5).

3.5 Cycle magnétique

Le suivi à long terme d'étoiles en spectropolarimétrie est la seule méthode directe pour détecter le cycle magnétique d'une étoile. Les trois composantes du champ magnétique à la surface de l'étoile peuvent évoluer d'une époque à l'autre, elles peuvent aussi changer de polarité. Un cycle magnétique sera confirmé par l'observation de plusieurs renversements (successifs) de la polarité du champ à la surface d'une étoile.

L'observation de τ Boo montre qu'un changement de polarité est observé dans toutes les composantes du champ magnétique entre Juin 2006 et Juin 2007, et à nouveau entre Juin 2007 et Juin 2008. Nous avons étudié le flux de chaque composante du champ magnétique de τ Boo pour chaque carte reconstruite. Le flux magnétique des composantes radiale (poloïdale) et azimutale (toroïdale) est montré dans la Figure 3.9. Nous recherchons la période qui ajuste le mieux ces variations de flux calculé. La méthode que nous utilisons est décrite en détail dans le chapitre 4, où on l'utilise pour la recherche de période de variation de l'activité stellaire. Elle

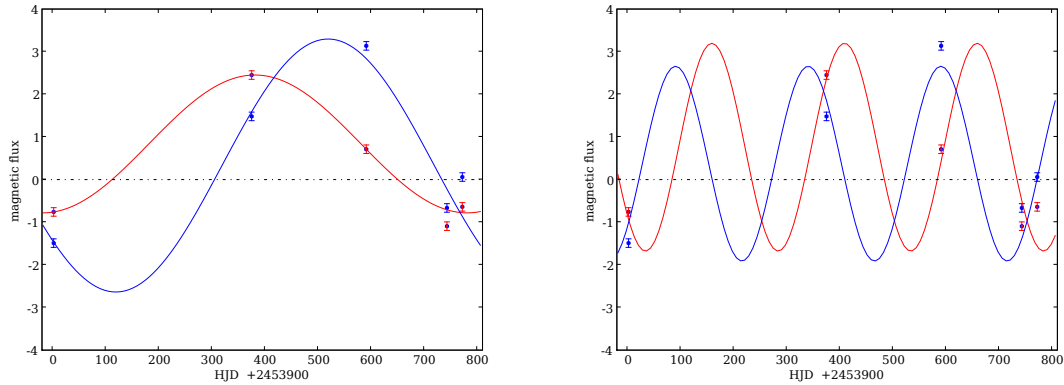


FIG. 3.9: Les flux du champ radial (rouge) et azimutale (bleu) en fonction du jour julien, calculés pour l'hémisphère nord de τ Boo. Les sinusoides qui ajustent au mieux les données sont tracés aussi, en utilisant le même code de couleur. À gauche, l'ajustement par des sinusoides de période 800 jours ; à droite, les sinusoides ont pour période 250 jours.

consiste à modéliser la variation de flux par une fonction sinusoidale, et de calculer la meilleure période qui ajuste, à la fois, le flux poloïdal et le flux toroïdal. Deux périodes significatives ont été trouvées, l'une à 250 jours (~ 8 mois) et l'autre à 800 jours (~ 2.2 ans). La période de 800 jours correspond à celle du renversement de polarité des cartes, nous pensons qu'elle est la plus probable. Les deux flux calculés sont en décalage de phase (de 18% de la période de 250 jours et 28% de la période de 800 jours).

Une évolution du champ magnétique est aussi observée pour HD 189733, sans observation de renversement de polarité. La contribution du champ poloïdal au champ total diminue d'un facteur 1.6 entre Juin-Août 2006 et Juin 2007, et 1.9 entre Juin 2007 et Juillet 2008. Le degré d'axisymétrie de la composante poloïdale décroît. Le flux magnétique dans les composantes est montré dans la figure 3.10. Le champ de HD 189733 évolue entre Juin/Août 2006 et Juillet 2008 vers une configuration toroïdale, avec une composante poloïdale non-axisymétrique (caractéristiques observées sur d'autres étoiles ayant un nombre de Rossby < 1 , voir section 3.3). Cette évolution peut être due à un changement de configuration de champ lors d'un cycle magnétique ; nos données ne peuvent pas contraindre la durée du cycle, mais nous savons que sa durée est supérieure à 8 ans ($\frac{1}{4}$ cycle observé en 2 ans). Plus d'observations sont requises pour cette étoile pour pouvoir observer son cycle magnétique (si cycle il y a).

Nous ne pouvons pas faire des conclusions sur l'évolution du champ magnétique de HD 179949. La figure 3.10 montre la variation du flux entre les deux époques d'observation. Les mesures ne sont pas assez nombreuses pour conclure sur l'existence (et par la suite sur la longueur) d'un cycle éventuel.

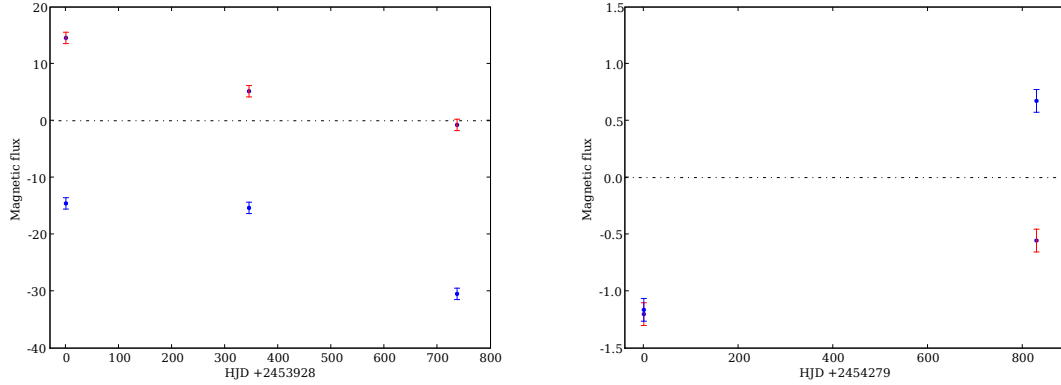


FIG. 3.10: Les flux du champ radial (rouge) et azimuthal (bleu) en fonction du jour julien, calculés pour l'hémisphère nord de HD 189733 (gauche) et HD 179949 (droite).

Pour le moment, aucun cycle magnétique complet n'a été observé par spectropolarimétrie à part pour le Soleil et τ Boo. Le champ magnétique stellaire est responsable de certains phénomènes à la surface des étoiles, par exemple les régions actives. Des études d'activité stellaire révèlent des cycles d'activité pour certaines étoiles froides (Baliunas et al., 1995) (pour le cas solaire, le cycle d'activité est de ~ 10 ans, le cycle magnétique est de 22 ans). Certains cycles d'activité sont rapides, comme pour HD 190406 et le jumeau solaire HD 76151 (2.6 ans). García et al. (2010) mesure un cycle d'activité de 120 jours pour HD 49933. Pour les étoiles hôtes de Jupiter chaud, une étude récente de Metcalfe et al. (2010) montre un cycle d'activité de 1.6 ans de ι Hor. Certaines de ces étoiles montrant un cycle d'activité court ont été observées en spectropolarimétrie, mais pour le moment on ne détecte pas de renversements de polarité. Concernant τ Boo, son activité a été étudiée par Baliunas et al. (1995); Maulik et al. (1997); Baliunas et al. (1997); Henry et al. (2000a). Baliunas et al. (1995) trouvent que le cycle d'activité de τ Boo est de 11.6 ans avec taux de confiance peu élevé. Maulik et al. (1997); Baliunas et al. (1997); Henry et al. (2000b) trouvent une modulation supplémentaire de ~ 116 jours du flux de calcium, une période qu'ils n'ont pas pu expliquer physiquement car elle est très courte par rapport à la période du cycle solaire. Actuellement, comme mentionné plus haut, nous savons que les étoiles froides peuvent avoir un cycle d'activité très court, d'où l'importance de reconsidérer cette période de 116 jours dans la modulation de l'activité de τ Boo, surtout qu'il s'agit presque de la moitié de la période de 250 jours, calculée pour la variation des flux magnétiques. Des études simultanées de l'activité stellaire et de son champ magnétique pourraient confirmer la durée des cycles, et permettraient une comparaison avec le cas solaire (durée du cycle d'activité par rapport au cycle magnétique).

La cause d'un cycle magnétique assez court pour τ Boo n'est pas encore connue. Est-ce un phénomène commun pour les étoiles froides ? Est-ce que l'existence de la planète accélère le cycle ? Comme décrit dans le paragraphe précédent, aucun cycle magnétique n'a été détecté directement pour des étoiles froides observées sur ESPODOnS et NARVAL. Petit et al. (2009) observent un renversement de polarité pour un jumeau solaire, mais n'observent pas un cycle complet. τ Boo est synchronisé avec sa planète. Des études suggèrent que les planètes peuvent accélérer la rotation de leur étoile par effet de marée (Pont, 2009). Si c'est le cas pour τ Boo, il est probable alors que seule sa couche convective extérieure soit synchronisée, le temps de synchronisation de toute l'étoile étant supérieur à l'âge du système (dans le cas particulier des marées d'équilibre Zahn (1994); Donati et al. (2008)). Takeda et al. (2007) calculent la masse de la zone convective de τ Boo, elle est de $0.002^{+0.003}_{-0.002} M_{\odot}$ (i.e. $\sim 2 M_{\gamma_4}$). En se basant sur les modèles d'évolution de Siess et al. (2000), nous calculons une masse de zone convective de $\sim 0.5 M_{\gamma_4}$ ($\sim 0.0005 M_{\star}$). Dans tous les cas, la planète est plus massive que cette couche convective d'un facteur 3 à 12. Les effets de marée peuvent avoir synchronisé la couche extérieure de τ Boo, induisant ainsi un surplus de cisaillement à la base de la zone convective, là où la dynamo opère. La rotation différentielle importante de τ Boo peut aussi jouer un rôle dans le cycle magnétique. Nous savons que le cycle solaire est expliqué par une dynamo α - Ω , la rotation différentielle est à la base de la transformation du champ poloïdal en un champ toroïdal. Pour juger l'effet de la rotation différentielle dans τ Boo, nous la comparons aux données d'autres étoiles qui ont un fort taux de rotation différentielle. Je cite par exemple l'étoile G0 HD 171488, étudiée par Marsden et al. (2006); Jeffers & Donati (2008). Cette étoile a une mince couche convective extérieure et une forte rotation différentielle. Elle ne montre pas de renversements de polarité pendant 4 ans, son cycle est alors long. Un autre effet des forces de marée sur un fluide en rotation est la création d'une instabilité dite instabilité elliptique (Rieutord, 2004; Cébron et al., 2010a,b; Le Bars et al., 2010). Cette instabilité peut se développer dans certains régimes de paramètres et créer des champs magnétiques. τ Boo est dans le régime instable (Cébron et al., 2010), i.e. l'instabilité elliptique grandit dans l'étoile à cause des forces de marée induites par le mouvement de la planète.

Plusieurs pistes doivent être explorées afin d'expliquer le cycle court de τ Boo, à commencer par une comparaison avec des étoiles froides sans et avec planète pour voir s'il s'agit d'une durée de cycle ordinaire, explorer l'effet de la synchronisation sur la génération de la dynamo et explorer l'effet de l'instabilité elliptique dans les étoiles hôtes de Jupiter chaud.

Dans le chapitre suivant, nous allons analyser l'activité des étoiles, et essayer de coupler les variations de l'activité aux paramètres du système, pour voir si des indices d'interactions peuvent être décelés.

Chapitre 4

Activité chromosphérique

4.1 Contexte

Les interactions étoile-exoplanète peuvent également être observées à travers les phénomènes actifs qu'ils génèrent (e.g. reconnection magnétique) et dont les manifestations peuvent être suivies au moyen d'indicateurs spectraux (e.g. raies Ca II H & K, H α). Cuntz et al. (2000) suggèrent que les interactions de marée peuvent induire un surplus d'activité stellaire modulé par la demi-période orbitale, alors que les interactions magnétosphériques peuvent chauffer la couronne, induisant un surplus d'activité modulé par la période orbitale. L'étude de l'activité stellaire est donc importante dans la caractérisation observationnelle des interactions ainsi que dans la compréhension de leur nature physique.

Avant cette thèse, le travail majeur de l'étude de la modulation du surplus d'activité stellaire d'étoiles hôtes de Jupiter chaud a été réalisé par Shkolnik et al. (2003, 2005, 2008). Ils ont mesuré la variabilité de l'activité stellaire de différents systèmes. Se basant sur la proposition de Cuntz et al. (2000) concernant la modulation de l'activité, ils ont phasé leurs mesures en fonction de la phase orbitale et de la phase rotationnelle, et ont trouvé une modulation par la période orbitale pour certains systèmes à certaines époques d'observation. Nous montrons dans la figure 4.1 un exemple de leur résultat, celui de l'activité stellaire de HD 179949. Shkolnik et al. (2008) ont tiré plusieurs conclusions de leurs études

- Pour certaines époques d'observation, certains systèmes montrent une modulation du surplus d'activité stellaire par la période orbitale
- Un décalage en phase est alors mesuré entre le point sous planétaire et la région stellaire de maximum d'activité.
- À d'autres époques, l'activité de ces mêmes systèmes est plutôt modulée par la période de rotation de l'étoile (et non par la période orbitale).

Il convient de noter que ces conclusions sont basées sur un faible nombre de mesures

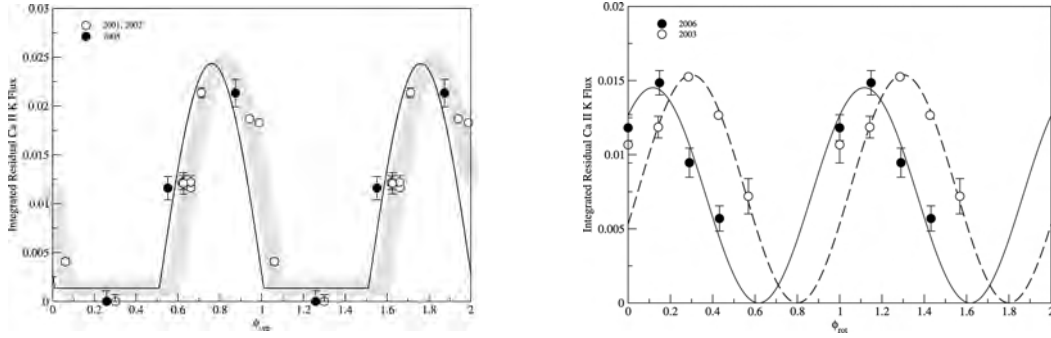


FIG. 4.1: Gauche : Le flux intégré dans la raie K du Ca II pour les données de 2001 et 2002 (cercles) et 2005 (disques) en fonction de la phase orbitale de la planète pour HD 179949. La ligne en gris est le meilleur ajustement aux données de 2001 et 2002, son épaisseur marque l'incertitude sur la phase. La ligne noire est le meilleur ajustement des données de 2005. La phase 0 correspond à la conjonction inférieure. Droite : Le même calcul pour les données de 2005 et 2007 en fonction de la phase rotationnelle calculée pour une période de rotation de 7 jours, la phase 0 correspond au début de la campagne d'observation. Les courbes sont les meilleurs ajustements aux données par un modèle de tache (Shkolnik et al., 2008).

et restent donc encore indicatives plutôt que démonstratives.

Plusieurs études théoriques ont essayé d'expliquer ces observations (voir 1.3). Ces études montrent que la configuration du champ magnétique joue un rôle principal dans les interactions ; il est donc important de connaître la géométrie magnétique des étoiles hôtes de Jupiter chaud, et d'étudier simultanément l'activité stellaire en tentant de détecter des surplus d'activité potentiellement causés par la planète. Dans la suite, nous allons décrire notre étude de l'activité stellaire des trois étoiles observées en spectropolarimétrie.

4.2 Activité stellaire : mesure

Le champ magnétique est responsable de plusieurs manifestations dans la photosphère, tels les taches, les filaments, les plages, i.e. les régions actives, et dans la chromosphère, tels les protubérances et les éruptions. L'activité stellaire peut ainsi être mesurée en étudiant des raies spectrales indicatrices d'activité, telles les raies de Balmer (e.g. H_α), du calcium (e.g. Ca II H & K), et du magnésium (Linsky, 1980; Montes et al., 1994; Baliunas et al., 1995; Buccino & Mauas, 2008).

Les raies de Ca II H (396.8 nm) et K (393.4 nm) sont des raies d'absorption photosphériques. Elles présentent, en leur centre, pour les étoiles actives, une émission d'origine chromosphérique. Cette émission est due à un échauffement de la haute atmosphère (i.e. chromosphère, couronne) par le biais d'un processus encore mal

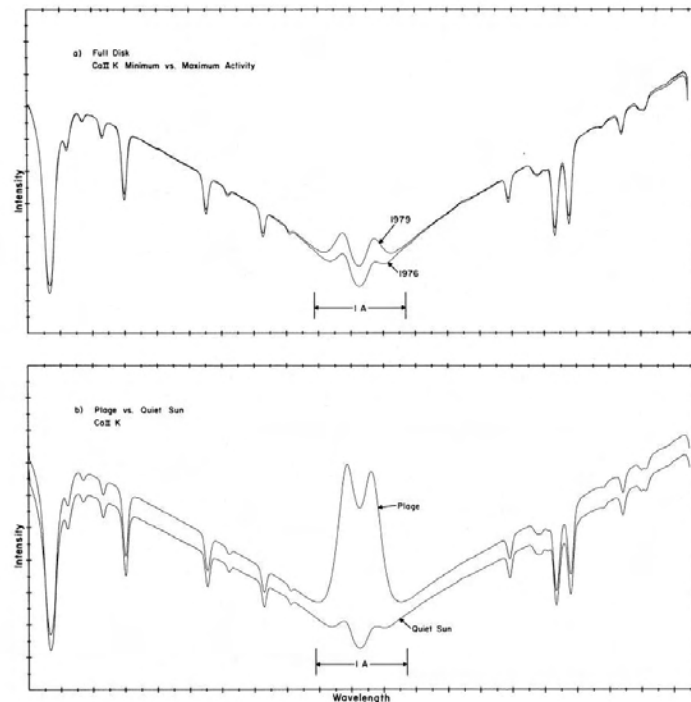


FIG. 4.2: En haut : La raie du Ca II K intégrée sur le disque solaire pendant des périodes de maximum et minimum d'activité. En bas : La même raie pour le Soleil calme et pour une région active (plage). (White & Livingston, 1981)

connu, mais qui fait intervenir le champ magnétique local. La figure 4.2 montre la raie du calcium pour le Soleil calme et dans une région active (e.g. plage). L'émission au centre de la raie est prononcée dans le deuxième cas, indiquant un champ magnétique local intense. La figure 4.3 montre l'émission centrale dans les raies de Ca II H & K pour chacune des étoiles étudiées pendant cette thèse (comme exemple de raie indicatrice d'activité).

Nous étudions la variabilité de l'activité des étoiles de manière différentielle. Je détermine une raie moyenne et des profils résiduels d'activité, obtenus par soustraction de la raie moyenne aux raies observées. L'activité résiduelle est alors mesurée sur ces profils, en calculant la largeur équivalente des résidus (au moyen d'un ajustement gaussien).

Dans notre étude, nous nous concentrons sur les raies du Ca II H & K et H_α . Pour le Ca II, les raies H et K sont considérés simultanément, en calculant la moyenne des deux raies. La figure 4.4 montre un exemple des raies pour HD 189733.

Les profils résiduels de l'activité montrent, au coeur de la raie, des signatures qui varient d'une nuit à l'autre au cours d'une campagne d'observation, ce qui montre

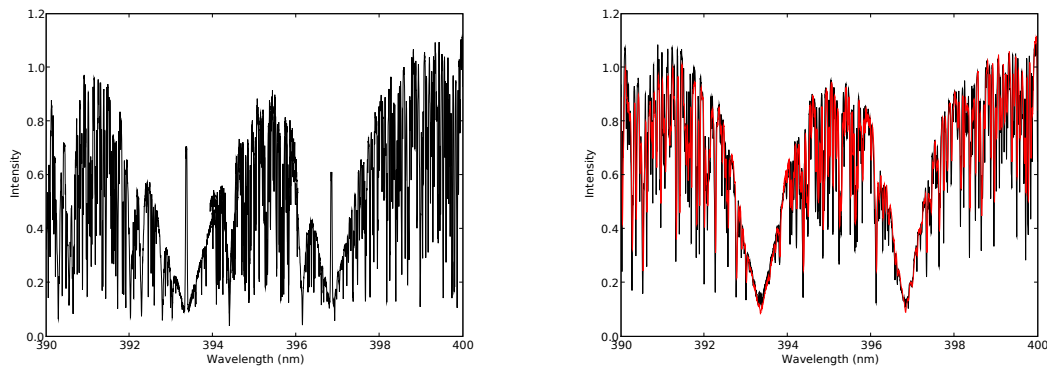


FIG. 4.3: À gauche : Une partie du spectre visible de HD 189733 (spectre obtenu le 18 juillet 2008), montrant les pics d'émission au centre des raies de calcium H (396.8 nm) et K (393.4 nm). À droite : La même partie du spectre visible en rouge pour τ Boo (spectre obtenu le 21 juillet 2008) et en noir pour HD 179949 (spectre obtenu le 6 octobre 2009).

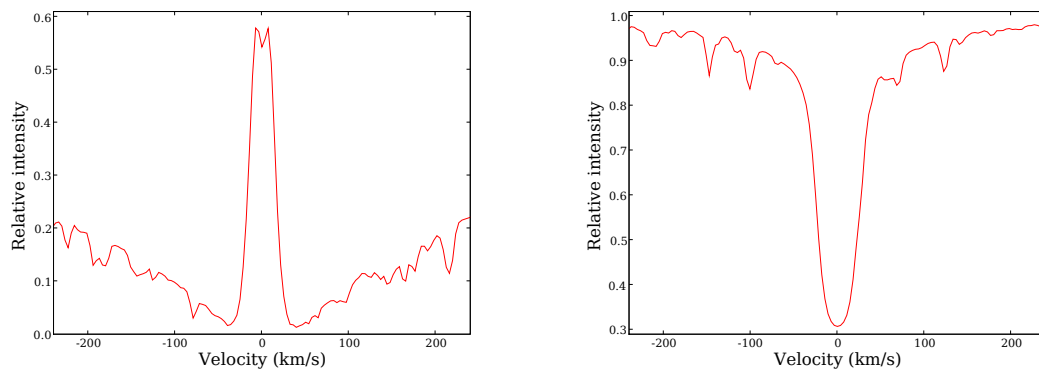


FIG. 4.4: Le centre de la raie moyenne du Ca II H & K de HD 189733 calculée pour la campagne d'observation de Juillet 2008 à gauche et la raie moyenne de H_{α} à droite (pour la même époque d'observation).

une variation de l'activité à court terme. Nous montrons, dans la figure 4.5, comme exemple de résidus, ceux du Ca II H & K de HD 189733 en Juin 2007 et Juillet 2008.

L'activité résiduelle est déduite à partir de ces profils. Il s'agit de calculer l'intégrale des profils résiduels, que nous effectuons par ajustement gaussien. Lors de l'ajustement, nous fixons la position de la Gaussienne et sa largeur à mi-hauteur et ajustons les autres paramètres (l'amplitude et la valeur du continu). La position de la Gaussienne est fixée à la vitesse radiale de l'étoile, sa largeur à mi-hauteur est la valeur moyenne de la largeur à mi-hauteur des profils résiduels montrant une signature nette. La figure 4.6 montre un exemple de cet ajustement pour HD 189733.

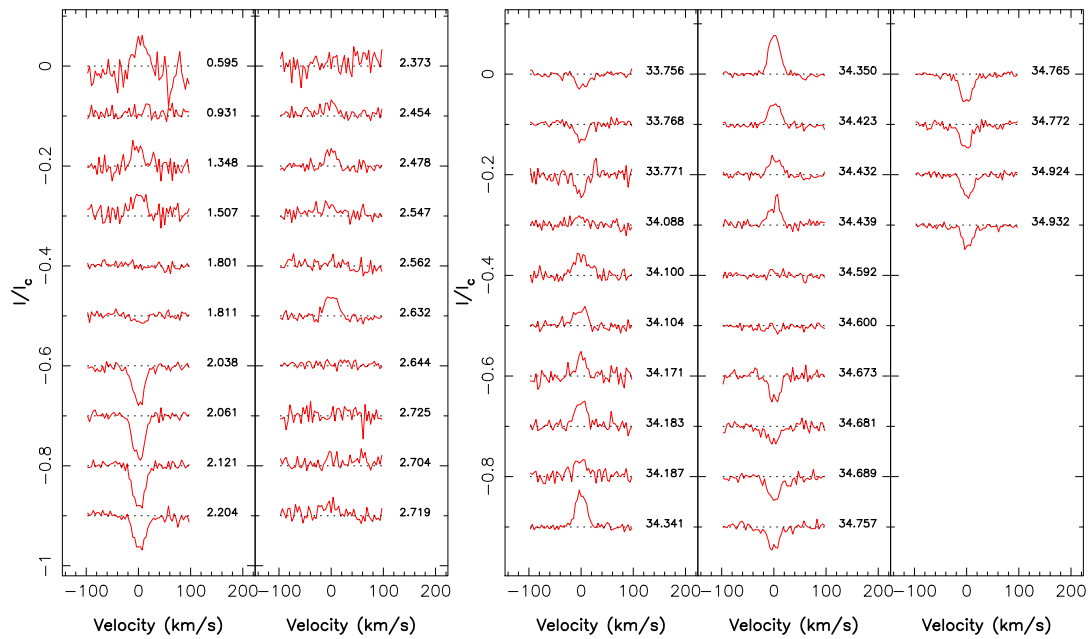


FIG. 4.5: Les profils résiduels de Ca II H & K de HD 189733 pour Juin 2007 (gauche) et Juillet 2008 (droite). À droite de chaque profil est indiqué le cycle rotationnel.

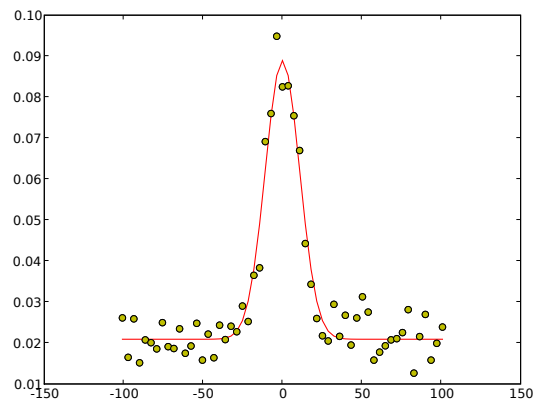


FIG. 4.6: Un exemple d'ajustement gaussien que nous effectuons pour calculer l'activité résiduelle, fait ici pour HD 189733 pour le profil résiduel du 10 juillet 2008 correspondant au cycle rotationnel 34.341. Le profil est montré dans la figure 4.5.

4.3 La variabilité stellaire

Dans cette partie, outre la mesure de l'activité résiduelle de chaque étoile à chaque époque d'observation, nous étudions la corrélation entre l'activité résiduelle mesurée dans Ca II H & K et dans H_α . Dans le cas solaire, l'activité mesurée dans les raies du Ca II H & K est corrélée à celle mesurée dans la raie H_α . Le coefficient de corrélation linéaire et la pente de la droite qui décrit la variation des valeurs d'un indicateur en fonction de l'autre varie au cours du cycle magnétique solaire. Sa valeur dépend de plusieurs facteurs : la durée des observations considérées pour l'étude, le début de ces observations par rapport au cycle, le fait qu'il s'agit des phases de minimum ou de maximum d'activité. La corrélation est forte pendant la phase ascendante du cycle, et moins importante au cours du minimum du cycle (variant de 0.45 à 0.9 en considérant des données qui s'étalent sur 7 ans, Meunier & Delfosse (2009)). La pente qui décrit la variation de H_α en fonction de Ca II H & K est aussi plus importante pendant le maximum du cycle (variant de 0.13 à 0.36 en considérant des données qui s'étalent sur 7 ans, Meunier & Delfosse (2009)). À noter que la dépendance des coefficients à la durée des observations est très grande, si on considère des observations qui s'étale sur 1 an, le coefficient de corrélation varie de -0.3 à 0.9 . Le coefficient de corrélation linéaire (ou coefficient de Pearson) est calculé par

$$C = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum (E_{Ca} - \bar{E}_{Ca}) (E_{H_\alpha} - \bar{E}_{H_\alpha})}{\sqrt{\sum (E_{Ca} - \bar{E}_{Ca})^2} \sqrt{\sum (E_{H_\alpha} - \bar{E}_{H_\alpha})^2}} \quad (4.1)$$

τ Boo et HD 179949 sont des étoiles moins actives que HD 189733, comme le montre leurs indicateurs d'activité (e.g. raie du Ca II H & K, figure 4.3). La corrélation entre l'émission résiduelle du Ca II H & K et H_α n'est pas forte dans le cas de τ Boo. Nous étudions cette corrélation pour les résultats de toutes les époques considérées comme un ensemble, et ensuite nous étudions la corrélation pour Janvier 2008 et Juin/Juillet 2008 séparément (voir tableau 4.1 et la figure 4.7). Les résultats de Juin 2008 et Juillet 2008 sont considérés globalement car les dates d'observation sont proches et la configuration du champ à grande échelle est très similaire entre ces deux mois, tandis que pour Janvier elle est sensiblement différente (voir chapitre 3). Les corrélations sont faibles.

Nous trouvons la meilleure corrélation en Janvier, qui, en comparaison avec le cas solaire, est faible. Cette valeur est similaire à celle calculée pour le Soleil autour du minimum d'activité. La pente est plus importante que le cas solaire. Nous rappelons que τ boo n'est pas une étoile active et que l'activité résiduelle est faible.

Une bonne corrélation est trouvée pour HD 179949. Les valeurs de la corrélation sont comparables à celles calculées pour le Soleil au cours de son cycle. Il en est de même pour la valeur de la pente. La figure 4.8 montre la corrélation entre les activités résiduelles calculées dans les raies Ca II H & K et H_α , et le meilleur ajustement

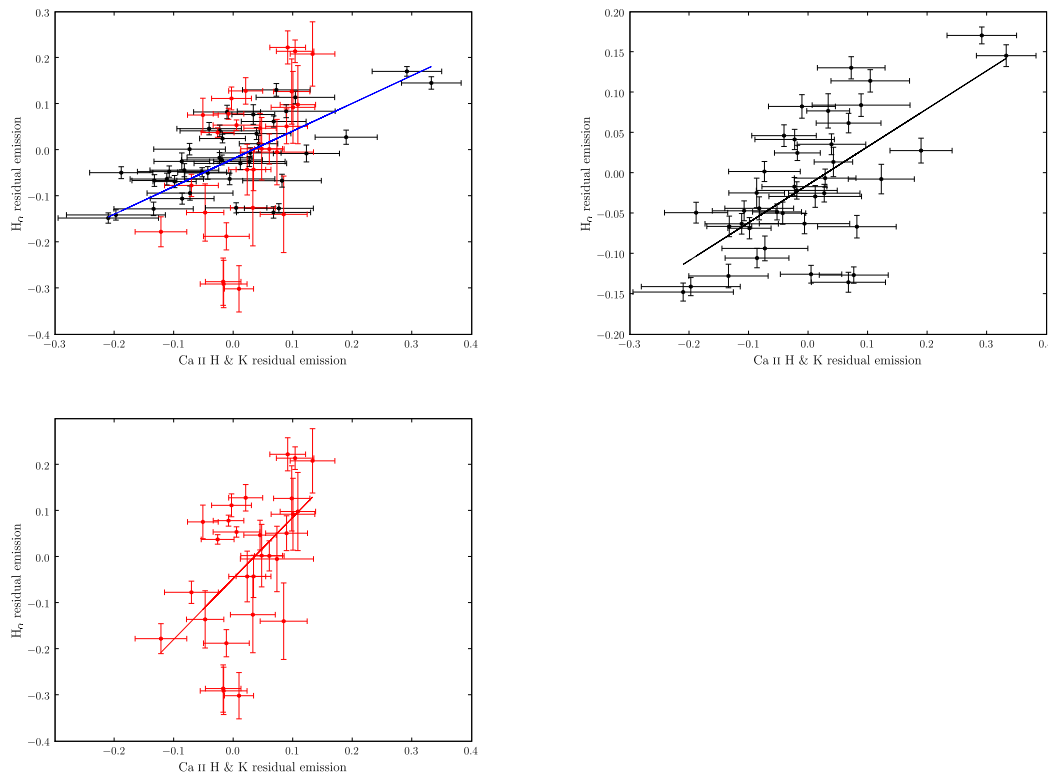


FIG. 4.7: Correlation entre les émissions résiduelles du Ca II H & K et H_α pour τ Boo. En haut à gauche : on représente toutes les mesures pour toutes les époques, Janvier 2008 en noir, et Juin/Juliet 2008 en rouge. Nous combinons les mesures en Juin et Juillet 2008 car ces deux époques sont proches et les jeux de données individuelles peu fournis. En haut à droite : la corrélation pour Janvier 2008. En bas à gauche : la corrélation pour Juin/Juliet 2008. Les résultats des corrélations sont mentionnés dans le tableau 4.1.

linéaire. Entre Juin 2007 et Septembre 2009, les valeurs de la corrélations varient très légèrement, mais la valeur de la pente est la même.

HD 189733 montre une forte corrélation entre l'activité résiduelle calculée dans les raies Ca II H & K et H_α . Pour toutes les époques d'observation (Juin/Août 2006 inclus), la corrélation entre l'activité dans H_α et des les raies de Ca II H & K reste constante (la pente ne varie pas). Pour les dates du 8 au 12 Août 2006 et du 9 au 19 Juin 2007, l'activité résiduelle, comparée aux autres dates, est plus importante dans H_α que dans Ca II H & K. Ceci peut être du à des éruptions. Le coefficient de corrélation et la pente sont calculés dans deux cas : en négligeant ces dates et en les prenant en compte ; dans les deux cas, la corrélation est très forte et la valeur de la pente est la même. Si on considère uniquement les dates du 8 au 12 Août 2006 et du 9 au 19 Juin 2007 dans l'étude de la corrélation, nous trouvons un facteur de

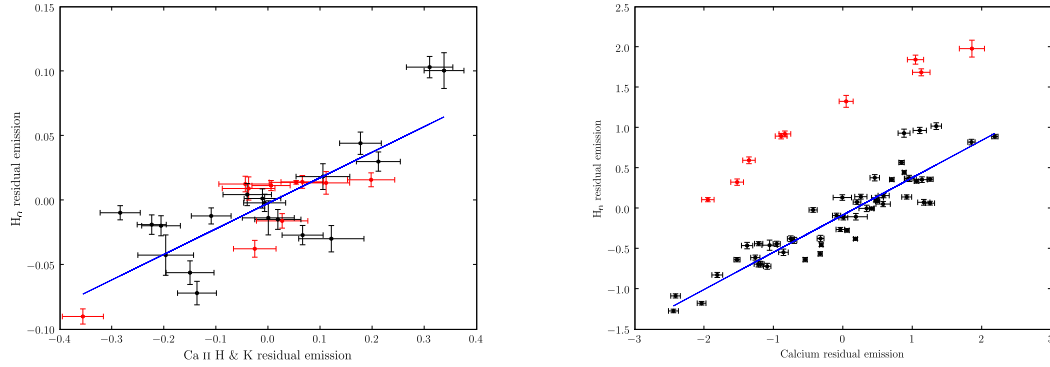


FIG. 4.8: À gauche : la corrélation entre les émissions résiduelles du Ca II H & K et H_{α} pour HD 179949. En noir les mesures de Septembre 2009 et en rouge les mesures de Juin 2007. L'ajustement linéaire est le même si on considère les époques séparément ou combinées. À droite : la corrélation pour HD 189733. En rouge sont représentés les dates qui montrent une activité résiduelle plus importante en H_{α} pour une activité résiduelle donnée dans Ca II H & K (8-12 Août 2006 et du 9-19 Juin 2007). L'ajustement linéaire ne prend pas en compte ces points.

corrélation de 0.98 et une pente de 0.5. Les coefficients de corrélation trouvés sont supérieurs à ceux trouvés pour le Soleil pendant son maximum d'activité.

Étoile	Époque	Coefficient de corrélation linéaire (Coefficient de Pearson)	Pente
τ Boo	toutes	0.51	0.60
	Janvier 2008	0.66	0.47
	Juin/Juillet 2008	0.54	1.32
HD 189733	toutes	0.93	0.47
	1	0.91	0.46
HD 179949	toutes	0.80	0.20
	Juin 2007	0.84	0.20
	Septembre 2009	0.78	0.20

TAB. 4.1: Les corrélations entre l'émission résiduelle de Ca II H & K et H_{α} pour les trois étoiles et les différentes époques d'observation.

1 : toutes les dates d'observation de HD 189733 groupées sauf celles du 8-12 Août 2006 et du 9-19 Juin 2007. Pour ces dates (du 8-12 Août 2006 et du 9-19 Juin 2007), comparées à l'ensemble des observations, l'étoile présente au taux d'activité en H_{α} plus important que la moyenne. Ceci peut être dû à des éruptions.

Bien que les corrélations entre l'activité dans les raies H_α et Ca II H & K sont étudiées et établies pour les étoiles, l'origine de cette corrélation n'est pas encore claire. Il s'agit de raies indicatrices d'activité, mais qui se forment à des endroits différents de la haute atmosphère et qui sont affectées différemment par les régions actives (éruption, tache, filament, ...). L'étude de ces corrélations pour les étoiles couplée avec l'étude du champ stellaire à grande échelle et des cycles magnétiques devrait permettre d'établir une vue globale sur l'activité stellaire et sa variation.

4.4 Recherche d'une modulation de l'activité résiduelle

Afin de savoir si la variation de l'activité résiduelle est modulée ou non par une période caractéristique du système étoile-exoplanète, nous effectuons une recherche de période sur les données dont nous disposons. Dans les études précédentes (Shkolnik et al., 2003, 2005, 2008), les auteurs phasent l'activité résiduelle en fonction de la période orbitale et la période rotationnelle (publiée ou déduite), et déduisent une modulation rotationnelle ou orbitale (voir fig. 4.1) sans effectuer de recherche de période. Nous procédons différemment, et ce pour plusieurs raisons :

- La période de rotation n'est pas toujours très bien déterminée. Suite à la rotation différentielle, en particulier, il est possible d'observer des périodes comprises entre la période de rotation de l'équateur (P_{eq}) et celle du pôle (P_{pole}).
- La période synodique, définie par $P_{syn} = |P_{rot}^{-1} - P_{orb}^{-1}|^{-1}$, est une période qui peut moduler des variations d'activité liées à des interactions magnétosphériques. Vu que la période de rotation est comprise entre P_{eq} et P_{pole} , la période synodique varie aussi sur un intervalle de période. L'importance de cette période réside dans le fait que la planète voit la même configuration du champ magnétique stellaire une fois par période synodique.
- Un signal peut être multipériodique. L'analyse de ce signal peut montrer plusieurs fréquences (périodes), dont certaines sont réelles et d'autres parasites (aliasing).

L'activité résiduelle varie à court et long terme. Pour modéliser cette variation, nous considérons une fonction de la forme

$$f(t) = a + b t + c \cos(\omega t) + d \sin(\omega t) \quad (4.2)$$

La fréquence ω est la même dans les deux derniers termes. Le terme linéaire est introduit pour décrire la variation à long terme de l'activité, les termes en sinus et cosinus décrivent une variation plus rapide, qui se fait sur une échelle temporelle inférieure à la durée de chaque série d'observations.

Nous effectuons un ajustement linéaire aux données en fixant la période des composantes sinusoïdales lors d'un ajustement. Nous pouvons ainsi calculer l'écart entre le modèle et les données (en calculant le chi-carré réduit χ_r^2 de l'ajustement pour chaque période envisagée). Comme nous recherchons la meilleure période qui ajuste les données, nous répétons cette opération pour une série de périodes allant de 2 jours jusqu'à la durée de nos observations (par époque d'observation). La période dont l'ajustement minimise le χ_r^2 et qui produit un minimum de profondeur $> 3\sigma$ dans la courbe $\chi_r^2 = f(P)$ est retenue (σ étant la déviation standard, 3σ correspond à un niveau de confiance de 99.7%). La fonction utilisée est adaptée pour chaque cas ; dans certains cas (discutés dans la section 4.5), nous adoptons une fonction de la forme

$$f(t) = a + b t + c \cos(\omega t) + d \sin(\omega t) + e \cos(2\omega t) + d \sin(2\omega t) \quad (4.3)$$

car elle décrit mieux les données (en incluant les harmoniques de la fréquence ω). Cette fonction peut en principe être utilisée pour tous les cas, quand il y a suffisamment de données pour ajuster les paramètres libres de la fonction.

Pour nos données, on trouve que la variation de l'activité résiduelle est modulée par la rotation de l'étoile au premier ordre. Comme discuté auparavant, la variation peut être multipériodique. Pour déduire les autres périodes et voir si elles correspondent à une période caractéristique des interactions, nous filtrons le signal des variations correspondantes à la première période identifiée. Il s'agit de soustraire du signal la fonction décrite plus haut, pour la période qui ajuste au mieux les données et qui minimise le χ_r^2 . Une nouvelle recherche de période est effectuée sur les nouveaux résidus en ajustant une sinusoïde et en calculant la période qui module les variations de ces nouveaux résidus. Cette période calculée, si elle correspond à la période synodique ou la moitié de la période orbitale, pourrait indiquer qu'une interaction magnétosphérique a eu lieu dans le système.

4.5 Résultats

Nos données de l'activité résiduelle stellaire montrent une modulation rotationnelle, au premier ordre, pour toutes les étoiles.

L'étude de la variation de l'activité résiduelle de τ Boo montre une forte variation à long terme pour Janvier 2008 (voir la figure 4.9). En ajustant une fonction comme décrit dans la section précédente (équation 4.2), nous trouvons une période de $3.2_{-0.5}^{+0.7}$ jours pour Ca II H & K et de $3.3_{-0.4}^{+0.5}$ jours pour H_α . L'ajustement pour l'activité résiduelle en Ca II H & K est montrée dans la figure 4.9.

Pour Juin 2008, nous avons très peu de données pour ajuster une sinusoïde. Pour Juillet 2008, nous trouvons que le calcium est modulé par une période de 3.9 jours, mais les barres d'erreur des mesures sont très grandes.

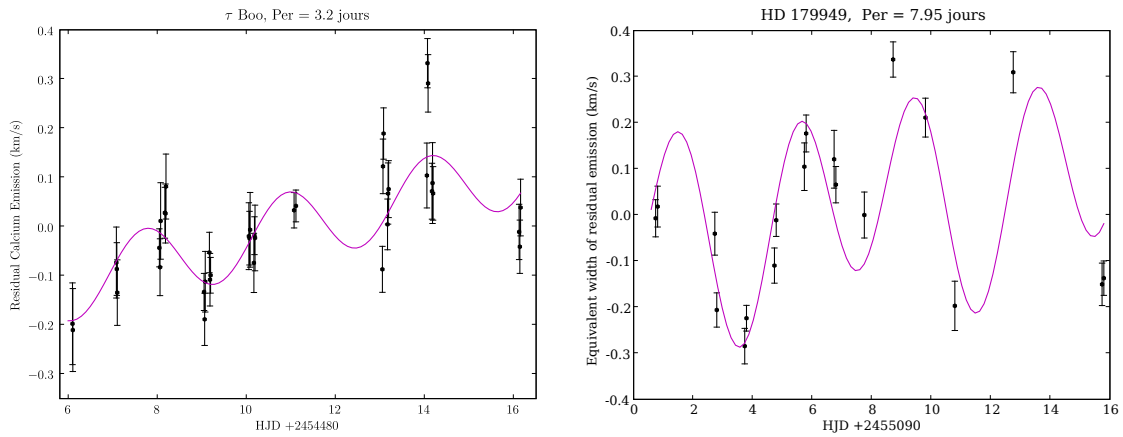


FIG. 4.9: À gauche : Le meilleur ajustement du modèle de variation d'activité obtenu pour le run de Janvier 2008 pour τ Boo. À droite : Le meilleur ajustement des résidus de Ca II H & K de HD 179949 pour Septembre 2009 en utilisant deux sinusoïdes et une fonction linéaire.

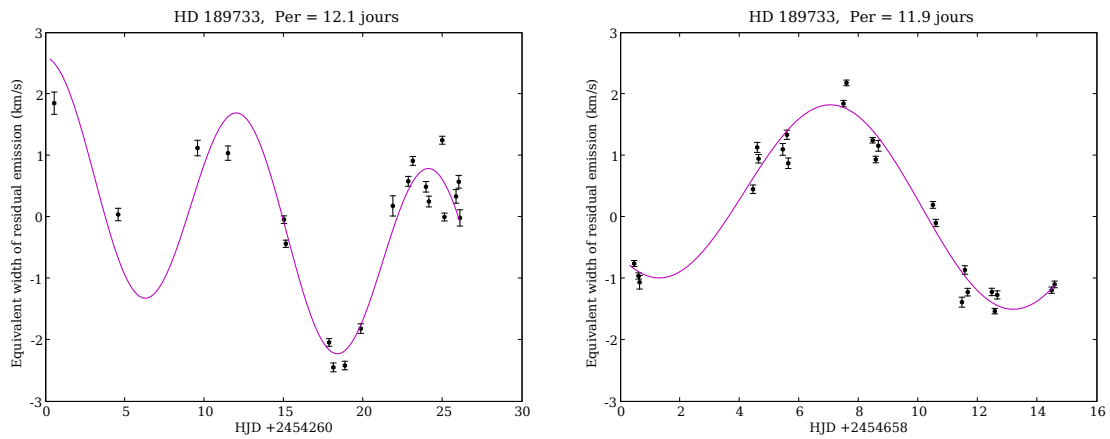


FIG. 4.10: Les mesures de l'activité résiduelles du calcium pour HD 189733 en Juin 2007 (gauche) et Juillet 2008 (droite). Le meilleur ajustement des données est aussi tracé.

Pour HD 189733, la période équatoriale (~ 12 jours) semble le mieux ajuster la variation des résidus du Ca II H & K. Pour H_α , la période qui ajuste au mieux les données varie légèrement d'une époque à l'autre ; moyennant la meilleure période des trois campagnes d'observation, nous trouvons une période proche de la période équatoriale. La figure 4.10 montre, comme exemple, la variabilité du Ca II H & K en Juin 2007 et Juillet 2009.

Pour HD 179949, en Septembre 2009, la période qui module l'activité est la moitié de la période de rotation. Ceci peut être expliqué par la présence de deux régions actives opposées à la surface de l'étoile. L'extrapolation du champ magnétique à grande échelle (voir section 5.1.2) montre que ce champ ressemble à celui produit par un dipôle incliné de 70° . Nous décrivons la variation d'activité par l'équation 4.3. Nous calculons la période rotationnelle qui ajuste au mieux les données (exemple Ca II H & K pour Septembre 2009, Fig. 4.9). L'activité résiduelle dans Ca II H & K est modulée par $7.75^{+0.55}_{-0.55}$ j et celle mesurée dans H_α par $7.8^{+1.15}_{-1.00}$ j.

Comme décrit dans la section précédente, un signal peut être multipériodique. La période principale trouvée, pour toutes les étoiles, est la période rotationnelle. Le calcul du χ_r^2 pour le meilleur ajustement de l'activité résiduelle montre des valeurs supérieures à l'unité. Ceci peut être dû à la présence d'autres modulations d'amplitude plus faible dans les données ou à l'existence d'une variabilité intrinsèque importante. Nous calculons les résidus de l'activité résiduelle en soustrayant le meilleur modèle ajustant les données aux données, et nous cherchons une modulation périodique possible dans ces résidus.

Pour τ Boo, nous ne trouvons pas de période significative dans les résidus de Janvier 2008. Les résidus de HD 189733 montrent, pour Juin 2007, une périodicité de $3.65^{+0.25}_{-0.7}$ j dans H_α , significative à 3σ . Aucune période similaire n'a été trouvée dans les résidus de Ca II H & K. En Juillet 2008, deux périodes de $2.45^{+0.15}_{-0.25}$ j et de $3.5^{+0.2}_{-0.2}$ j ont été trouvées dans H_α , une période de $2.9^{+0.5}_{-0.6}$ j dans Ca II H & K. Ces périodes trouvées ne correspondent à une période significative du système qu'en Juillet 2008 pour H_α , où la période trouvée est compatible avec la période synodique dans les barres d'erreur (voir tableau 4.2).

Pour HD 179949, les périodes qui modulent les résidus, pour Septembre 2009, sont de $5.35^{+0.6}_{-0.65}$ j pour Ca II H & K et $5.5^{+0.7}_{-0.8}$ j pour H_α . La période synodique du système est dans l'intervalle 4.27 – 5.23 jours (pôle-équateur). Ces résidus pourront alors être dus à des interactions étoile-exoplanète, de type interactions magnétosphériques. Pour les données de Juin 2007, outre la modulation rotationnelle, nous ne trouvons pas de modulation significative des résidus.

Étoile	P_{eq} jour	P_{pole} jour	P_{orb} jour	$P_{\text{syn,min}}$ jour	$P_{\text{syn,max}}$ jour
HD 179949	7.62 ± 0.07	10.33 ± 0.80	3.0925	4.41 ± 0.14	5.20 ± 0.03
HD 189733	11.94 ± 0.16	16.53 ± 2.43	2.2185	2.56 ± 0.05	2.72 ± 0.008

TAB. 4.2: Les différentes périodes significatives du système. P_{eq} et P_{pole} sont les périodes rotationnelles équatoriales et polaires, P_{orb} la période orbitale de la planète, et $P_{\text{syn,min}}$ et $P_{\text{syn,max}}$ les périodes synodiques entre la rotation et la période orbitale, $P_{\text{syn,min}}$ correspondant à la période synodique rotation polaire/planète et $P_{\text{syn,max}}$ correspondant à la période synodique rotation équatoriale/planète.

τ Boo est synchronisée avec sa planète, le calcul de la période synodique montre qu'elle est pas contrainte sur un intervalle de valeurs.

4.6 Conclusion et discussion

L'étude de l'activité résiduelle effectuée sur nos données montre, quand la variation de l'activité est périodique, une variation dominée par la période de rotation de l'étoile. Pour aucune des époques d'observation nous ne trouvons, au premier ordre, une modulation dominée par la période orbitale ou la période synodique. Pour HD 189733 et HD 179949, à certaines époques d'observations, en filtrant la modulation rotationnelle nous trouvons une modulation des résidus par une période compatible avec la période synodique. Dans le cas de HD 189773, cette modulation est trouvée dans H_{α} mais pas dans Ca II H & K. Pour HD 179949, en Septembre 2009 on trouve une modulation secondaire par une période qui peut être identifiée à la période synodique du système, observée dans les résidus de H_{α} et Ca II H & K. Ces résidus sont corrélés comme le montre la figure 4.11, la pente est de 0.28. La corrélation de ces résidus suggère qu'ils sont produits par un phénomène physique, sinon on s'attendrait à des résidus dans H_{α} et dans Ca II H & K décorrélés. La modulation par une période compatible avec la période synodique peut être causée par des interactions de type interactions magnétosphériques ; la région de l'étoile qui entre en jeu est au niveau de l'équateur (période synodique entre l'équateur et la période orbitale). Nous avons d'autres données spectroscopiques et des données X prises dans une campagne jointe en Septembre 2009. Ces données nous permettront de mieux connaître la chromosphère et la couronne, et probablement de pouvoir déduire la géométrie probable d'une interaction éventuelle. L'extrapolation du champ dans la couronne (voir chapitre 5) nous permettra de tracer les lignes qui connectent la planète à l'étoile, et ainsi d'étudier les régions stellaires excitées par des reconnections.

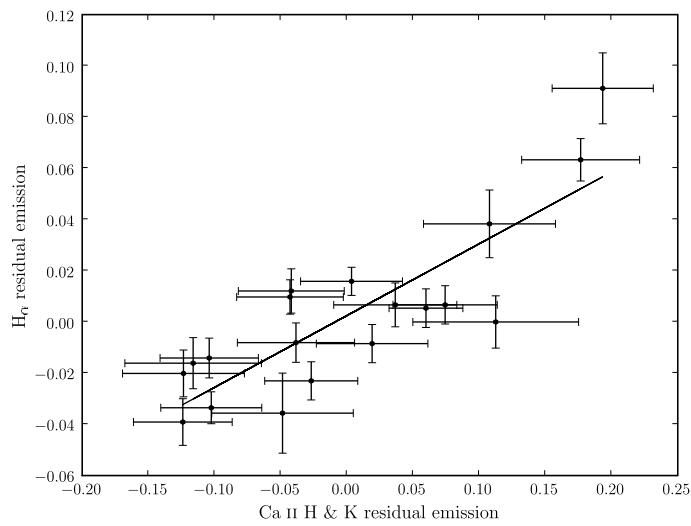


FIG. 4.11: La corrélation entre les résidus de Ca II H & K et H α (en soustrayant le meilleur ajustement aux données). La corrélation est bien définie avec un coefficient de corrélation de Pearson de 0.84 et la pente est de 0.28.

Chapitre 5

Par delà la chromosphère

Dans les deux chapitres précédents, nous avons présenté nos études du champ magnétique de la surface de l'étoile et de l'activité chromosphérique. Dans ce chapitre, nous allons étendre notre étude à la couronne stellaire, en réalisant l'extrapolation du champ magnétique dans la couronne, et en calculant le budget énergétique dans cette dernière et au niveau de l'orbite planétaire. Ce calcul nous permettra dans une deuxième étape de prédire les émissions radio planétaires dues à des interactions étoile-exoplanète.

5.1 Extrapolation du champ dans la couronne

Les Jupiter chauds sont très proches de leur étoile. En terme d'unité astronomique, ils sont à des distances inférieures à 0.1 UA, ce qui est équivalent (en terme de rayons stellaires) à des distances inférieures à une dizaine de rayons stellaires. L'étude du champ magnétique dans la couronne permet une meilleure compréhension de la géométrie magnétique que traverse la planète tout au long de son orbite.

5.1.1 Description du code

L'extrapolation du champ magnétique dans la couronne a été faite au début pour le S. Plusieurs méthodes d'extrapolation se basant sur différentes hypothèses physiques ont été avancées (Altschuler & Newkirk, 1969; Schatten et al., 1969; Schatten, 1970; Aly & Seehafer, 1993). Dans cette partie, nous limitons notre description à un seul cas, celui du champ potentiel (Altschuler & Newkirk, 1969). Le code d'extrapolation de champ magnétique que nous utilisons a été développé initialement par van Ballegooijen et al. (1998) pour le cas solaire, et adapté par Jardine et al. (1999) pour le cas stellaire.

Les principes de cette extrapolation sont les suivants. Au-delà de la photosphère,

nous considérons qu'il y a une absence de courant électrique. Le champ magnétique est alors dit potentiel, car il peut être décrit par la relation

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\psi \quad (5.1)$$

où ψ est un champ scalaire. En effet, l'absence du courant électrique ($\vec{j} = \vec{0}$) est traduite dans les relations de Maxwell (équation de Maxwell-Ampère) par $\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$ (état statique $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0$). Le rotationnel de \vec{B} étant nul, \vec{B} peut être écrit comme le gradient d'une fonction scalaire, exprimée par l'équation 5.1. La divergence du champ magnétique est nulle $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ (équation de Maxwell-Thomson), le champ scalaire ψ obéit alors à une équation de Laplace de la forme

$$\nabla^2 \psi = 0 \quad (5.2)$$

Cette équation peut être résolue par décomposition en harmonique sphérique,

$$\psi = \sum_{\ell=1}^N \sum_{m=-\ell}^{\ell} [a_{\ell m} r^{\ell} + b_{\ell m} r^{-(\ell+1)}] P_{\ell m}(\theta) e^{im\phi} \quad (5.3)$$

où $P_{\ell m}$ sont les fonctions de Legendre. Les composantes du champ magnétiques peuvent alors être exprimées, dans un système de coordonnées sphériques, par

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi) &= -\frac{\partial \psi}{\partial r} = -\sum_{\ell=1}^N \sum_{m=-\ell}^{\ell} [\ell a_{\ell m} r^{(\ell-1)} - (l+1)b_{\ell m} r^{-(\ell+2)}] P_{\ell m}(\theta) e^{im\phi} \\ B_{\theta}(r, \theta, \phi) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -\sum_{\ell=1}^N \sum_{m=-\ell}^{\ell} [a_{\ell m} r^{(\ell-1)} + b_{\ell m} r^{-(\ell+2)}] \frac{d}{d\theta} P_{\ell m}(\theta) e^{im\phi} \\ B_{\phi}(r, \theta, \phi) &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = -\sum_{\ell=1}^N \sum_{m=-\ell}^{\ell} [a_{\ell m} r^{(\ell-1)} + b_{\ell m} r^{-(\ell+2)}] \frac{P_{\ell m}}{\sin \theta} im e^{im\phi} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Bien que ces équations donnent des solutions rigoureuses à l'équation de Laplace, elles négligent l'effet du vent stellaire sur la configuration du champ. Or, à une distance supérieure à une distance R_{SS} , le vent a pour effet de tordre les lignes de champs, induisant un courant électrique (Altschuler & Newkirk, 1969). La supposition du régime sans courant magnétique n'est plus valable dans cette région (de rayon $r > R_{SS}$). La passage entre les deux régimes se fait en forçant le champ à être radial sur une surface fictive de rayon R_{SS} (Schatten et al., 1969; Altschuler & Newkirk, 1969). Cette surface est appelé la surface source (SS). Au niveau de la SS, $B_{\theta}(R_{SS}) = B_{\phi}(R_{SS}) = 0$.

La résolution des équations de champ se base sur deux conditions aux limites, la première au niveau de la SS avec les composantes en θ et en ϕ du champ qui s'annulent, et l'autre au niveau de la surface stellaire. Pour les étoiles étudiées pendant cette thèse, cette deuxième condition aux limites provient des cartes reconstruites

par ZDI. Les paramètres $a_{\ell m}$ et $b_{\ell m}$ des équations 5.3 et 5.4 peuvent ainsi être calculés en résolvant le système d'équations $B_r(R_\star) = B_{r,ZDI}$ et $B_\theta(R_{SS}) = B_\phi(R_{SS}) = 0$. Ayant $a_{\ell m}$ et $b_{\ell m}$, nous pouvons décrire le champ en tout point à l'intérieur de la SS.

Cette méthode s'avère utile pour modéliser les structures à grande échelle du champ magnétique dans la couronne. Elle présente plusieurs avantages, elle est simple à développer et implémenter et requiert des ressources informatiques très modestes. Cependant, la supposition de champ potentiel n'est pas réaliste dans les régions très proches de la photosphère (e.g. protubérances) ainsi qu'au delà de la SS.

En extrapolant le champ magnétique de surface dans la couronne, nous pouvons calculer l'énergie magnétique en tout point à l'intérieur et sur la SS. Dans la section 5.1.2, nous présentons les cartes d'extrapolation et nous discutons le budget énergétique au niveau de la planète dans la section 5.1.3.

5.1.2 Exemples d'extrapolation

Nous appliquons l'extrapolation du champ dans la couronne à nos cartes de champ magnétique. Dans le cas des systèmes HD 179949 et HD 189733, les périodes orbitales et rotationnelles sont différentes; la planète traverse différentes configurations de champ magnétique sur sa trajectoire. Certaines configurations seront plus favorables que d'autres pour que des interactions aient lieu et puissent être détectées.

Le premier exemple que nous montrons est celui de HD 189733. Figure 5.1 représente son champ magnétique extrapolé dans la couronne stellaire. Nous calculons les lignes de champ fermées et ouvertes. Les lignes fermées ont une hauteur inférieure au rayon de la surface source, alors que les lignes de champ ouvertes relient la surface de l'étoile à la surface source supposée à un rayon stellaire fixé. La complexité du champ coronal reflète la complexité du champ à la surface. Les lignes de champ se referment à des hauteurs différentes dans l'atmosphère.

Un autre exemple est celui de HD 179949. Le champ magnétique à grande échelle de cette étoile ressemble à celui d'un dipôle incliné pour la carte reconstruite de Septembre 2009; on observe une émergence de lignes ouvertes pour deux régions diamétralement opposées de la surface, avec des lignes de champ fermées entre ces deux régions (fig. 5.2). Rappelons que l'activité chromosphérique de cette étoile est modulée par la demi-période de rotation plutôt que par la période de rotation, ce qui peut être expliqué par cette configuration de champ à grande échelle. La configuration est plus complexe qu'un dipôle pour les lignes fermées, mais à une distance éloignée de l'étoile sont perçues seulement les lignes ouvertes, et ainsi une configuration plutôt dipolaire.

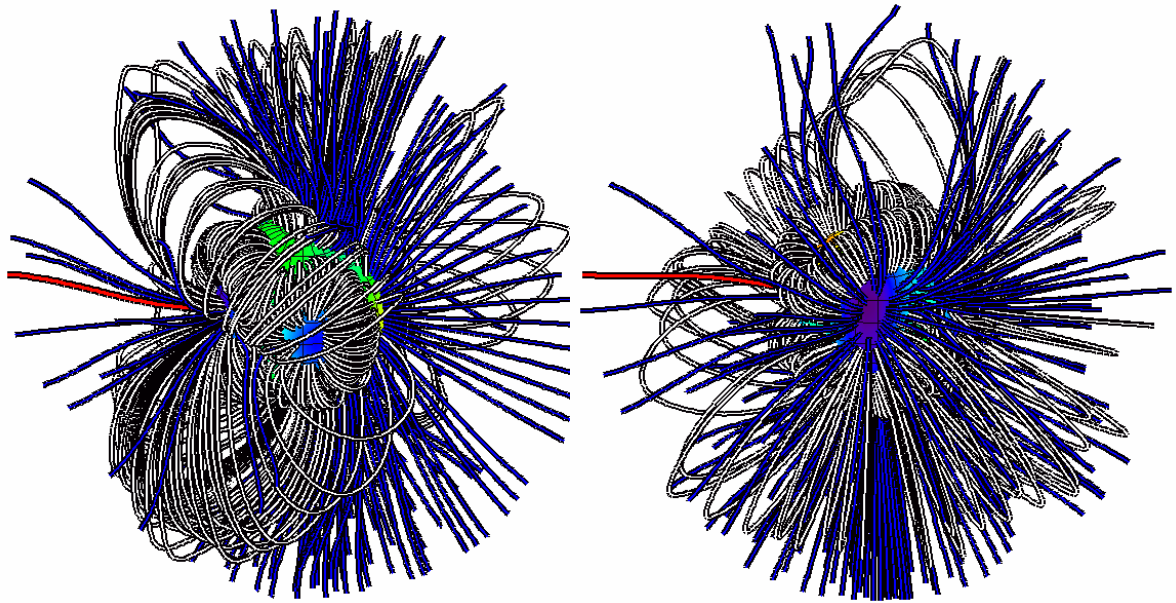


FIG. 5.1: L'extrapolation du champ magnétique de HD 189733 pour les cartes de champ magnétique reconstruites en Juin 2007 et Juillet 2008. Les lignes bleues représentent les lignes de champ fermées, les lignes blanches représentent les lignes de champ ouvertes qui relient la surface stellaire à la surface source (supposée à $3.4 R_{\star}$). La ligne rouge relie la surface de l'étoile au point sous-planétaire de la surface source.

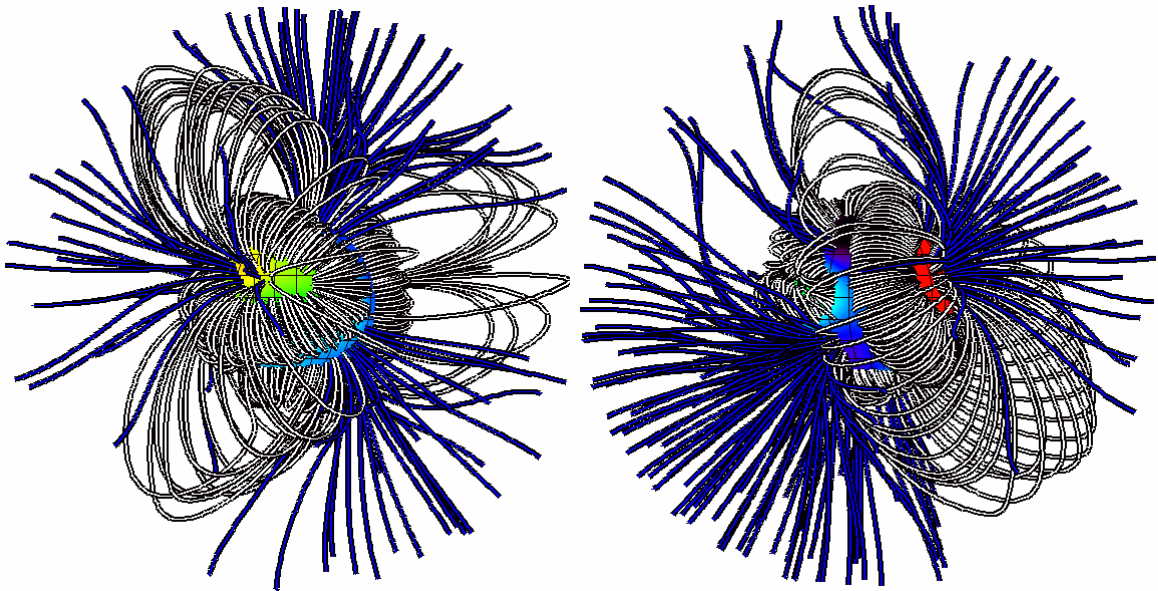


FIG. 5.2: L'extrapolation du champ magnétique de HD 179949 pour les cartes de champ magnétique reconstruites en Juin 2007 et Septembre 2009 pour une surface source à $3.4 R_{\star}$. La configuration du champ à grande échelle ressemble à celle d'un dipôle incliné à 70° par rapport à l'axe de rotation.

5.1.3 Calcul du budget énergétique au niveau de la planète

Différentes positions de la SS

Le modèle de champ potentiel avec une surface source au niveau de laquelle les composantes non-radiales du champ disparaissent est emprunté au cas solaire. Pour le Soleil, la présence de cette surface était suggérée depuis les années 70 (Schatten et al., 1969; Wang & Sheeley, 1992; Saito et al., 1991; Aly & Seehafer, 1993). La distance de la SS dans le cas solaire est déduite d'après les éclipses de Soleil, ainsi que du calcul du champ magnétique interplanétaire (Schatten et al., 1969). Cette distance varie au cours du cycle magnétique, sa valeur moyenne est de $2.5 R_{\odot}$.

Pour nos étoiles, nous ne disposons ni des mesures du champ interplanétaire ni d'éclipse stellaire totale. La position de la SS ne peut pas être bien établie, par contre des estimations peuvent être faites d'après les émissions X des étoiles (concentrées dans les boucles de champ fermées, et donc nous informant sur la valeur minimale du rayon de la SS) ainsi que d'après les propriétés magnétiques des étoiles (Schrijver et al., 2003).

Dans nos calculs du budget énergétique au niveau de la planète, il est nécessaire de considérer plusieurs cas de position de la SS. Deux cas initiaux se présentent :

1. La planète est à l'intérieur de la couronne stellaire, i.e. le rayon de la surface source est supérieur à la distance orbitale
2. La planète est à l'extérieur de la couronne stellaire, i.e. le rayon de la surface source est inférieur à la distance orbitale

Cette nécessité vient du fait que chacun des cas présentent des caractéristiques différentes au niveau de la planète. Dans le premier cas, nous pouvons calculer toutes les composantes du champ magnétique en tout point à l'intérieur de la SS, la ligne de champ qui peut connecter ce point à la surface stellaire, ainsi que l'énergie magnétique en ce point. Ce qui veut dire que tous ces calculs peuvent être faits pour toutes les positions de la planète tout au long de son orbite.

Dans le deuxième cas, nous pouvons faire les mêmes calculs entre la surface stellaire et la SS qui est à l'intérieur de l'orbite planétaire. Afin de calculer le budget énergétique au niveau de l'orbite planétaire, nous procédons ainsi

1. Calcul de la position du point sous-planétaire sur la surface source, qui est la projection de la position de la planète sur cette surface,
2. Calcul du budget énergétique en ce point sous planétaire,
3. Supposer que le flux magnétique se conserve à travers des surfaces sphériques au delà de la surface source. Il est possible ainsi de calculer les flux magnétiques et de déduire l'intensité du champ magnétique stellaire au niveau de la planète. En effet, la conservation du flux implique que $B_p \times R_p^2 = B_{SS} \times R_{SS}^2$ (R_p et B_p sont respectivement la distance et l'intensité du champ magnétique au niveau

de la planète, R_{SS} et B_{SS} sont ceux au point sous-planétaire de la surface source), et donc $B_p = \frac{B_{SS} \times R_{SS}^2}{R_p^2}$.

Énergie magnétique dans la couronne et au niveau de la planète

Pour comprendre l'effet de la position de la SS, nous considérons le cas de HD 189733 comme exemple. Cette étoile est plus active que le Soleil, nous choisissons comme distance de SS $3.4 R_\star$, vu que le Soleil moins actif a une SS autour de $2.5 R_\odot$. La planète est à une distance de $\sim 8.8 R_\star$. Dans ce premier exemple de position de SS, le calcul du budget énergétique au niveau de la planète se fait en calculant la valeur du champ magnétique stellaire au niveau de la projection de la planète sur la SS (point sous-planétaire). Le champ magnétique au niveau de la planète est obtenu en multipliant la valeur à la SS par le facteur $(\frac{R_p}{R_{SS}})^2$. Nous essayons plusieurs valeurs de la distance de la SS à l'intérieur de l'orbite planétaire. Nous remarquons que l'énergie au niveau de la planète est sensible à la position de la SS, nous observons par exemple une baisse d'un facteur de 2 entre l'intensité du champ au niveau de la planète pour une SS à $3.4 R_\star$ et à $5.8 R_\star$. Cette baisse est due aux rapports entre les deux distances de SS, ainsi qu'à la valeur du champ au niveau de la SS qui varie d'une position de la SS à l'autre.

Nous considérons aussi une SS à $10 R_\star$, au delà de l'orbite planétaire. Le calcul se fait directement en fonction de toutes les composantes du champ magnétique. Nous remarquons que la valeur du champ est inférieure à celle déjà calculée pour des SS à l'intérieur de l'orbite de la planète. En plus, un changement de la position de la SS au delà de $10 R_\star$ ne fait pas varier beaucoup la valeur de $\|\vec{B}\|$.

Le rapport énergie/position de la SS n'est pas un rapport constant, l'énergie moyenne sur l'orbite planétaire n'est pas proportionnelle à la position de la SS, comme le montre la Figure 5.3 pour HD 189733, mais en dépend. En effet, l'extrapolation du champ dépend de la position de la SS, plus la SS est éloignée, plus les lignes fermées sont arrondies, plus la composante radiale dans ces lignes diminue (voir Jardine et al. (2008) pour plus de détails).

L'énergie au niveau de l'orbite planétaire est un paramètre important pour les interactions de plasma (voir section 5.2). Nous calculons cette énergie pour les deux autres systèmes. Pour HD 179949, la variation de l'énergie au niveau de l'orbite planétaire, la valeur moyenne de l'énergie en fonction de la position de la SS et la valeur moyenne du carré de l'intensité du champ sont montrées dans la figure 5.4. Dans ce cas ainsi que dans celui de τ Boo, nous considérons que l'orbite planétaire est dans le plan équatorial de l'étoile car il est impossible de mesurer l'angle entre les deux plans (planètes qui ne transitent pas). Il s'agit d'une incertitude sur le calcul car le désalignement semble fréquent dans les planètes à transit (Winn et al., 2010).

Le cas τ Boo est montré dans la figure 5.5. La planète est immobile dans le référentiel de l'étoile (à cause de la synchronisation), elle ne traverse pas différentes

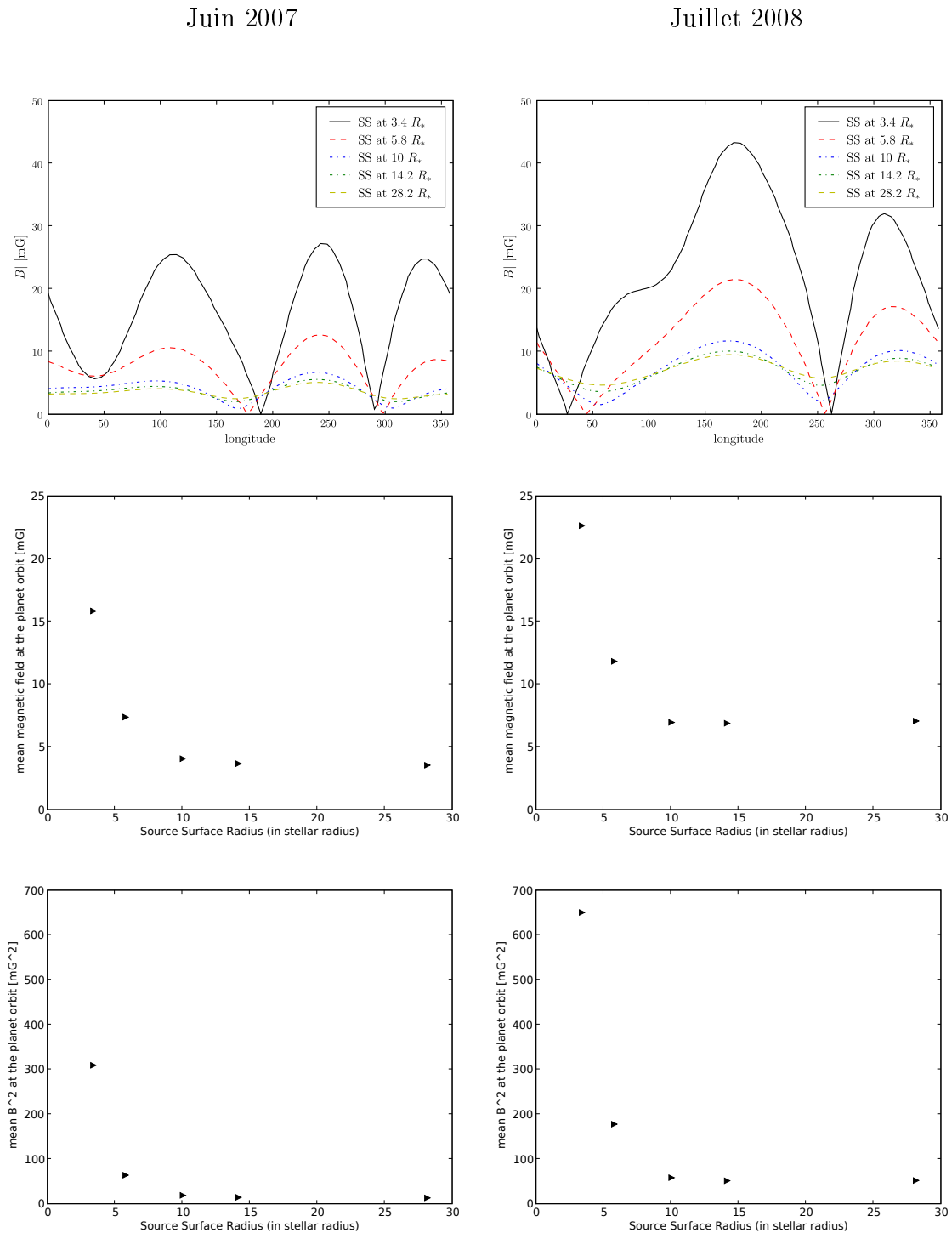


FIG. 5.3: La représentation de la variation de l'énergie magnétique le long de l'orbite planétaire de HD 189733 pour Juin 2007 dans la colonne de gauche et Juillet 2008 dans la colonne de droite. En haut, nous représentons l'intensité du champ magnétique au niveau de l'orbite pour différentes positions de la surface source (SS). Au milieu, nous représentons la valeur moyenne de l'intensité sur l'orbite pour chaque valeur de la position de la SS. En bas, nous représentons la valeur moyenne du carré de l'intensité du champ magnétique au niveau de l'orbite planétaire pour différentes positions de la SS.

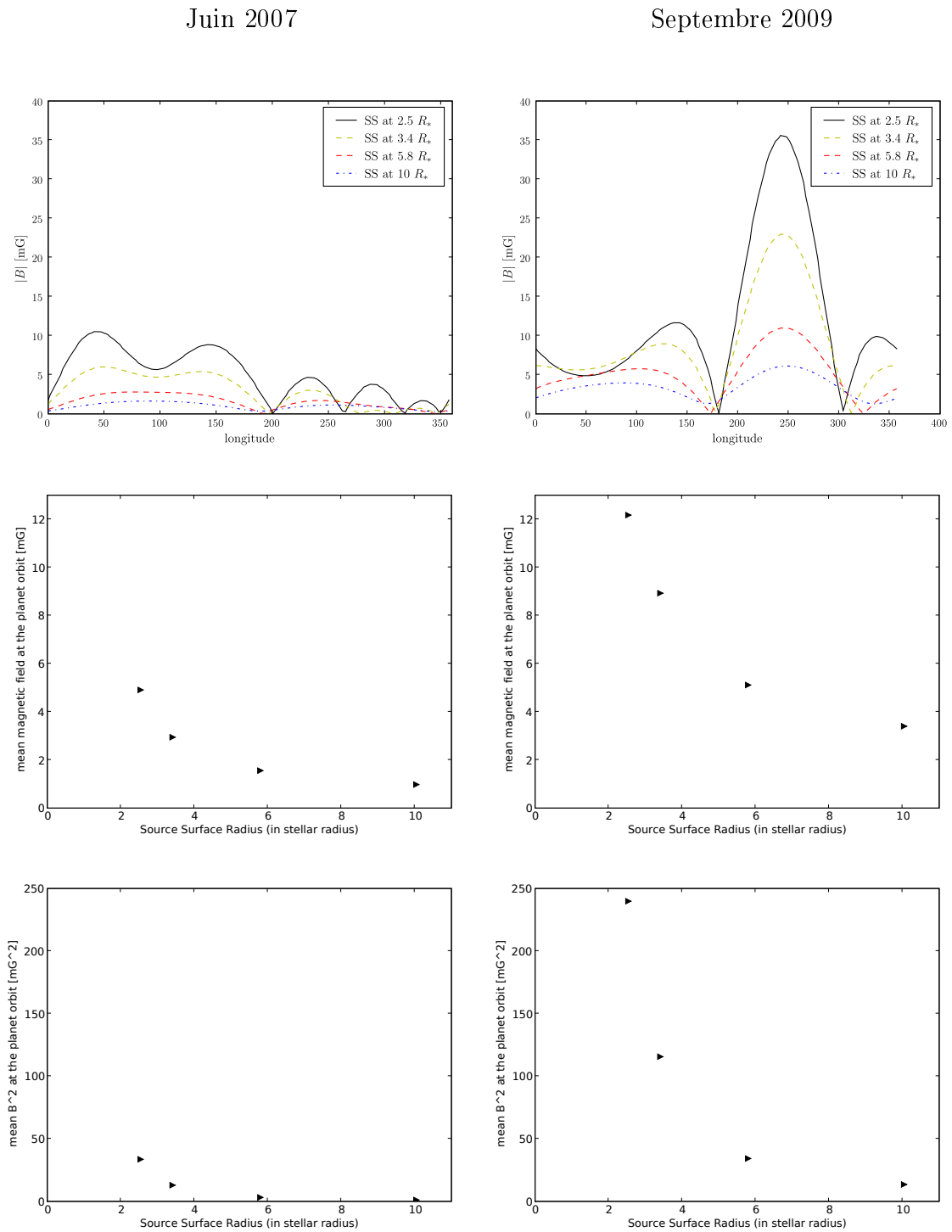


FIG. 5.4: Idem figure 5.3 pour HD 179949, la colonne de droite représente les résultats de Juin 2007 et celle de droite les résultats de Septembre 2009.

configurations magnétiques sur son orbite. La valeur du budget énergétique au niveau de la position de la planète est la même pour toutes les positions planétaires sur l'orbite.

Ces calculs montrent que l'intensité du champ magnétique au niveau de la planète dépend de la position de la SS. Cette dernière n'est pas bien connue pour nos systèmes, ce qui constitue un paramètre d'incertitude quant à la quantité d'énergie magnétique réelle au niveau de la planète. Une autre source d'incertitude vient du fait que pour les planètes qui ne transitent pas, nous n'avons pas d'information observationnelle sur l'inclinaison de l'orbite par rapport au plan équatorial stellaire. Nous considérons dans ces systèmes que ces deux plans sont confondus.

En comparant différentes époques d'observation par système, nous remarquons que la valeur de l'énergie magnétique au niveau de la planète varie malgré le même ordre de l'intensité moyenne du champ en surface par étoile pour différentes époques (voir tableau 3.4). L'extrapolation du champ de surface montre des configurations de champ coronal différentes d'une époque à l'autre, il est ainsi normal qu'au niveau de la planète la valeur du champ magnétique soit différente entre les époques.

L'énergie magnétique au niveau de la planète servira pour le calcul théorique du flux radio qui peut être généré par des interactions de plasma.

5.2 Estimation du flux radio dû à une interaction

L'intérêt pour l'étude de l'émission radio due à des exoplanètes s'est finalement développé au cours des dernières années. La détection directe d'exoplanète dans les longueurs d'onde infrarouge et visible souffrent de plusieurs limitations, tels le contraste important entre l'émission stellaire et celle de l'exoplanète, ainsi que la faible séparation angulaire entre les deux corps en question. Dans l'infrarouge, le rayonnement de l'étoile et de la planète est leur rayonnement thermique. Or l'étoile est typiquement 50 fois plus chaude que la planète, avec une surface projetée sur le plan du ciel ~ 100 fois plus grande ; le contraste en luminosité entre étoile et planète est de l'ordre de $\sim 10^6$ (Zarka, 2008). Dans le visible, le contraste est encore plus grand, de l'ordre de $\sim 10^9$. En effet, il s'agit du rapport entre l'émission stellaire et la lumière stellaire réfléchiée par la planète (et donc dépendante de l'albédo et du rayon planétaires, ainsi que la distance étoile-planète). Par contre, pour les basses fréquences radio, les émissions planétaires du système solaire sont inférieures de 1 – 2 ordre de magnitude à l'émission solaire (voir Figure 5.6). Le contraste entre l'émission Jovienne et solaire peut atteindre l'unité dans les domaines décimétriques (Zarka, 1998). Il est donc très intéressant d'étudier l'émission radio des exoplanètes.

L'émission radio planétaire dépend principalement de la source qui fournit l'énergie. Plusieurs sources ont été suggérées dans la littérature. Une première est l'énergie cinétique des protons du vent solaire (ou stellaire) qui heurtent la magnétopause

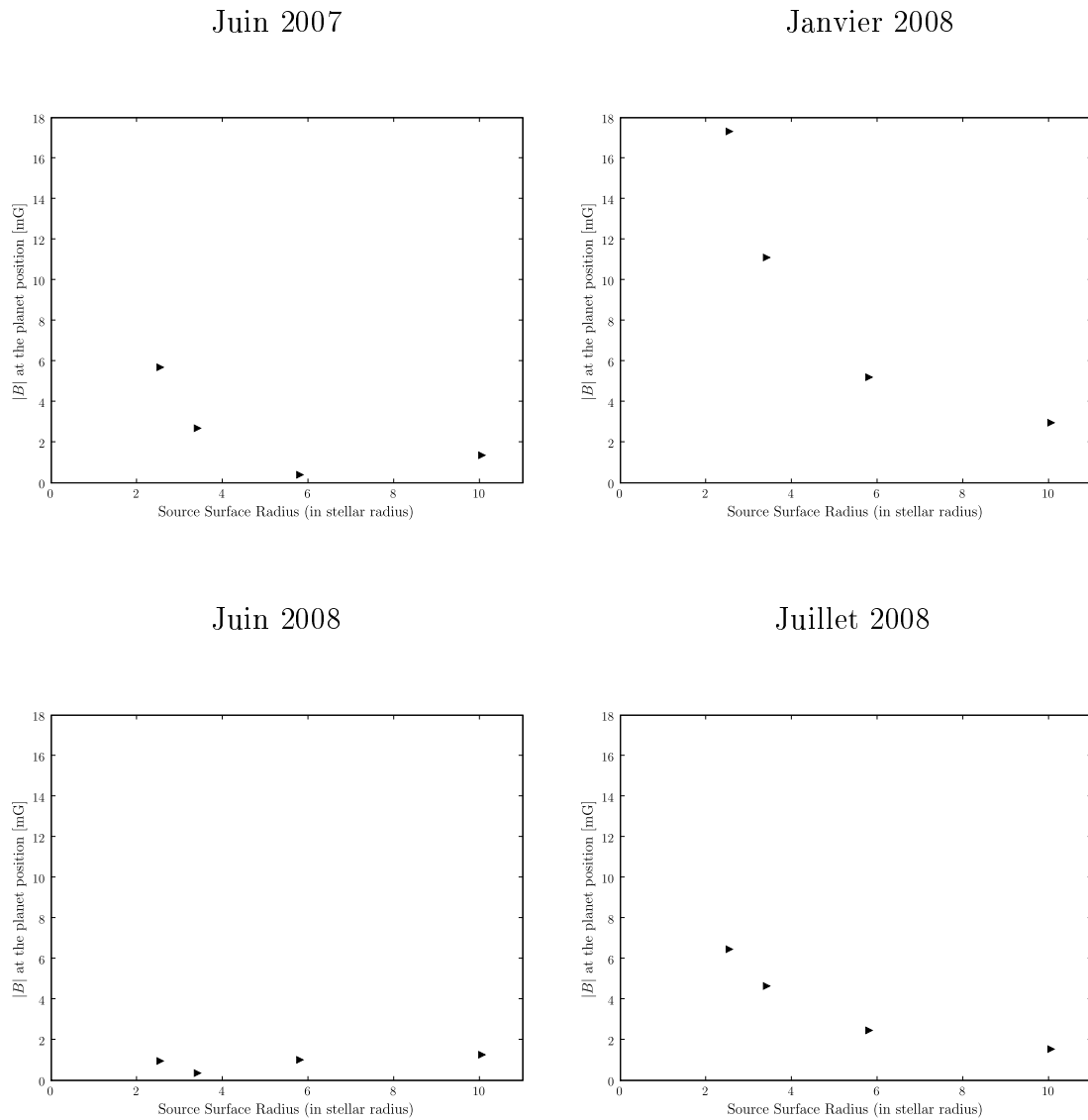


FIG. 5.5: La valeur de l'intensité du champ magnétique au niveau de la planète dans le système τ Boo pour les quatre époques d'observation. Les différents points sont la valeur par position de la SS. Pour τ Boo, l'énergie ne varie pas sur l'orbite à cause de la synchronisation entre l'étoile et la planète.

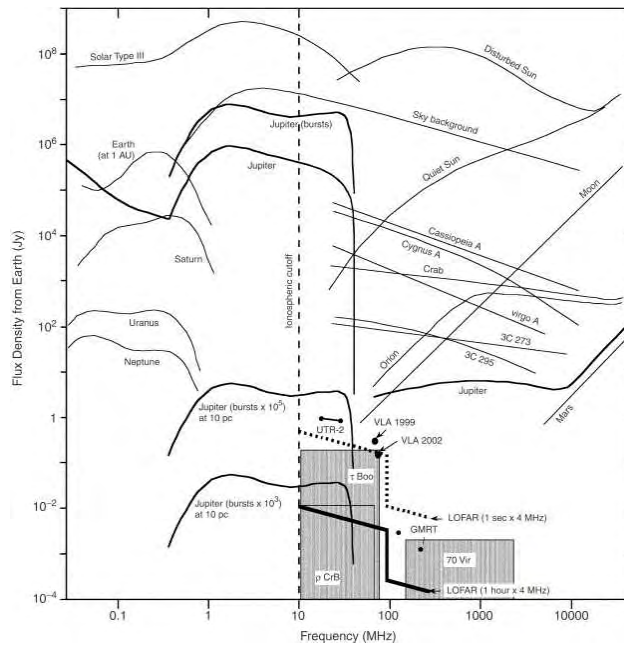


FIG. 5.6: Les émissions radio du système solaire ainsi que d'autres cibles connues. (Zarka, 1998)

(‘modèle d’énergie cinétique’). Le deuxième modèle est dit modèle d’énergie magnétique, il suppose que la source énergétique dans la magnétosphère planétaire est proportionnelle à l’énergie magnétique transportée par l’onde électromagnétique dans le milieu interstellaire. Une description des autres modèles est détaillée dans Grießmeier et al. (2007). Les données obtenues pour le système solaire ne permettent pas de favoriser un modèle sur l’autre. En effet, la puissance radio est proportionnelle à la puissance source, mais les constantes de proportionnalité impliquées sont mal connues (Zarka et al., 2001). Les observations radio des exoplanètes peuvent, en principe, résoudre ce problème de dégénérescence. Pour cela, il faut avoir des observations radio, et connaître les propriétés du vent et du champ magnétique stellaires. Afin de prédire ces émissions, plusieurs études ont été faites (e.g. Grießmeier et al. (2007); Reiners & Christensen (2010)), supposant une intensité du champ magnétique stellaire. L’apport que nous pouvons donner à ces études réside dans le fait que le champ magnétique stellaire est connu d’après l’extrapolation du champ, ce qui fournit un premier élément pour le calcul des émissions radio attendues pour ces systèmes.

Il est ainsi intéressant de réviser le modèle magnétique d’émission radio à partir des données spectropolarimétriques. La puissance radio P_{radio} émise par un corps est proportionnelle à la puissance ‘source’ P_{source} qui est, dans ce modèle précis,

proportionnelle à l'énergie magnétique du champ interplanétaire. La puissance source peut être écrite par

$$P_{\text{radio}} \propto P_{\text{source}} \propto v_{\text{eff}} B_{\perp}^2 R_S^2 \quad (5.5)$$

où v_{eff} est la vitesse du vent stellaire, B_{\perp} la composante du champ interplanétaire perpendiculaire au vent, tous les deux dans le référentiel de la planète, et R_S le rayon de la magnétosphère planétaire (magnetospheric standoff distance).

Pour déterminer cette puissance, il faut connaître les propriétés du vent stellaire, de la magnétosphère planétaire et du champ stellaire. Le champ magnétique au niveau de la planète est calculé comme dans la section 5.1.3.

Le vent stellaire et la taille de la magnétosphère dépendent principalement de l'âge de l'étoile. Le modèle de vent stellaire que nous utilisons est celui de Grießmeier et al. (2007). La vitesse du vent et la densité des particules pour une étoile d'âge t sont données, à une distance d'une Unité Astronomique (UA), par

$$\begin{aligned} v(1\text{UA}, t) &= v_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-0.43} \\ n(1\text{UA}, t) &= n_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-1.86 \pm 0.6} \end{aligned} \quad (5.6)$$

avec $v_0 = 3971 \text{ km s}^{-1}$, $n_0 = 1.04 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ et $\tau = 2.56 \times 10^7$ ans. Pour des distances différentes d'une UA, le calcul de la densité se fait en supposant une loi en $1/r^2$.

Le calcul de R_S se base sur le fait qu'il y a un équilibre entre la pression du vent et la pression magnétique de la planète. Sachant que l'âge de l'étoile influence le vent stellaire, ceci induit une influence sur la taille de la magnétosphère planétaire. Le champ magnétique de la planète est supposé de l'ordre (voire une fraction) de celui de Jupiter ; la rotation des Jupiter chauds étant beaucoup plus lente que celle de Jupiter, leur champ magnétique pourrait être bien plus faible que le champ magnétique de Jupiter.

HD 189733 a été observée par plusieurs équipes en radio. Smith et al. (2009) l'ont observée à des fréquences de 307 à 347 MHz, Lecavelier Des Etangs et al. (2009) l'ont observée à des fréquences de 224 MHz et 614 MHz. Les deux équipes n'ont pas réussi à détecter un signal radio pouvant être d'origine planétaire.

Ayant les cartes magnétiques de cette étoile pour deux époques d'observation, nous calculons l'émission radio attendue pour cette planète. L'âge de l'étoile n'est pas bien connu, Melo et al. (2006) propose une limite inférieure à l'âge de 0.6 Gan. Sachant que la période de rotation stellaire est de l'ordre de 12 jours, nous estimons l'âge de l'étoile à ~ 1.6 Gan en se basant sur les relation âge/rotation de Barnes (2007). Ainsi, d'après le formalisme de Grießmeier et al. (2007), nous calculons $v_{\text{eff}} = 332 \text{ km s}^{-1}$ et $R_S = 3.4 R_{\text{planet}}$. Afin de calculer la P_{radio} , il suffit de substituer B_{\perp} dans les relations par les valeurs calculées par l'extrapolation du champ magnétique stellaire dans la couronne. Pour chaque position de la SS, nous calculons le flux radio

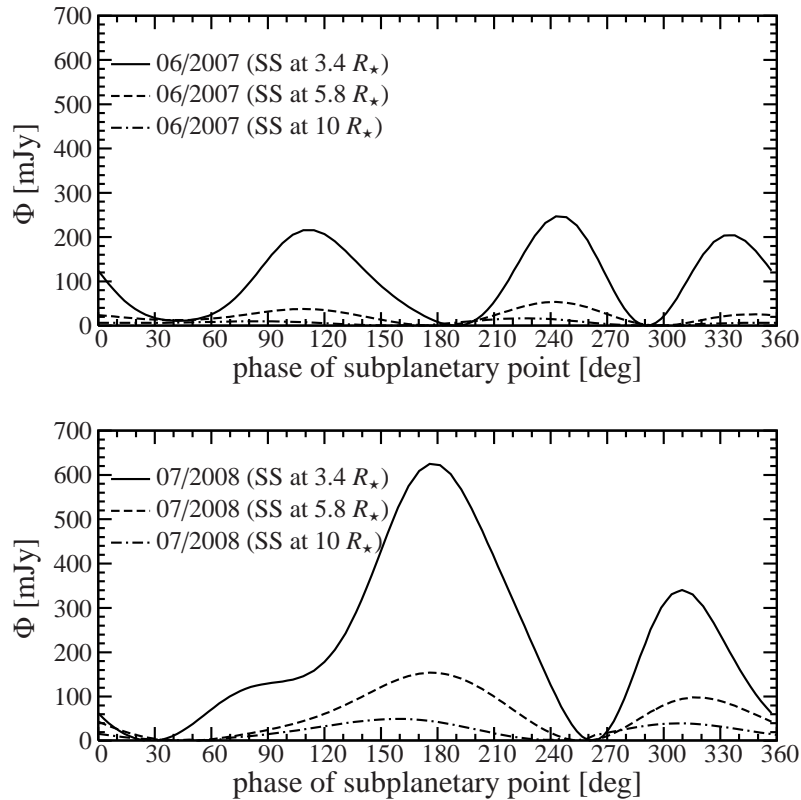


FIG. 5.7: Le flux radio qu'on estime recevoir d'une interaction étoile-exoplanète dans le système HD 189733. En haut, le flux estimé pour une configuration de champ de Juin 2007, et en bas pour une configuration de champ de Juillet 2008.

attendu par des interactions dues au modèle d'énergie magnétique (voir figure 5.7). La taille de la magnétosphère planétaire ne varie pas sur l'orbite planétaire, par contre la valeur du champ magnétique stellaire varie (voir section 5.1.3). Ce qui se traduit par un flux radio variable selon la position de la planète sur l'orbite, à l'opposé de toutes les estimations d'émission radio exoplanétaire précédentes qui prévoyaient un flux constant sur l'orbite planétaire. Les fréquences radio calculées par notre étude sont de l'ordre de 0 – 6 MHz, et dans les incertitudes du calcul, pouvant aller jusqu'à 20 MHz. Notre calcul ne prévoit aucune détection aux fréquences observées par Smith et al. (2009) et Lecavelier Des Etangs et al. (2009). Les observations précédentes n'apportent ainsi pas de contrainte à notre calcul.

Ces résultats, comparés à d'autres qui modélisaient le champ magnétique stellaire (Grießmeier et al., 2007; Reiners & Christensen, 2010), prouve que la recherche de signaux radio dus à des interactions étoiles exoplanètes est plus compliquée que ce qu'on attendait. En effet, on s'attendait à ce qu'un flux radio modulé par la

période orbitale soit d'origine planétaire, alors qu'un flux radio modulé par la période de rotation soit d'origine stellaire. Or nous avons montré que le flux radio dû à une interaction étoile/planète varie sur l'orbite, et est plutôt modulé par la période synodique du système. Ceci doit être pris en considération dans l'échantillonnage des observations radio d'une façon à pouvoir extraire les signaux de différents origines.

Nos calculs d'émission radio sont basés sur les travaux de Grießmeier et al. (2007). Les estimations du flux trouvées dans notre étude, outre le fait que le flux d'interaction varie, sont différentes en terme d'intensité du flux par rapport à celles de Grießmeier et al. (2007). Ceci résulte de l'estimation de l'âge de l'étoile utilisée par Grießmeier et al. (2007). L'âge de HD 189733 était supposé de 5.2 Gan, correspondant à une période de rotation de 28 jours. Le champ magnétique stellaire était calculé en supposant une relation $B_\star \propto P_\star^{-1}$ (Collier Cameron & Jianke, 1994), avec une décroissance en r^2 pour B_r et une décroissance en r pour B_ϕ . Notre étude montre que l'étoile a une période de rotation de 12 jours, il s'agit alors d'une étoile plus jeune ayant un vent plus dense et plus rapide, ce qui a pour effet de comprimer la magnétosphère planétaire, donc diminuer R_S et par la suite le flux radio.

Les limitations de cette méthode de prédiction peuvent être décrites par l'imprécision de l'estimation de l'âge stellaire, certaines étoiles hôtes de Jupiter chaud semblent avoir un excès de rotation pour leur âge (Pont, 2009).

La valeur du flux radio qu'on s'attend à détecter dépend de l'intensité du champ magnétique stellaire. Nous nous attendons à ce que des étoiles comme HD 189733 aient un flux plus intense que celui de τ Boo et HD 179949. Les fréquences radio pour lesquelles les flux sont calculés sont < 20 MHz, on espère qu'avec des nouveaux instruments radio, tel LOFAR, des détections seront possibles. Si de tels flux radio sont détectés, des informations concernant le champ magnétique planétaire peuvent être déduites. Les paramètres de vent et de champ magnétique stellaires étant connus, nous pourrions déduire d'une telle observation la taille de la magnétosphère et ainsi une première approximation du champ magnétique planétaire par les observations.

Conclusion et perspectives

Pendant ces trois années de thèse, je me suis intéressée à l'étude des interactions entre les Jupiters chauds et leur étoile hôte. Ce travail a été effectué essentiellement dans un cadre observationnel, avec des aspects théoriques appliqués aux observations.

Deux types d'interaction peuvent avoir lieu dans les systèmes à Jupiter chaud : des interactions de marée et des interactions magnétosphériques. Les premières sont dues à la masse et la proximité entre l'étoile et l'exoplanète, les deuxièmes au champ magnétique (stellaire, planétaire, ou les deux à la fois). Plusieurs études prétendent que les influences de ces interactions sur l'étoile sont nombreuses, incluant des effets sur la génération du champ magnétique, l'activité, l'émission X et l'émission UV stellaire. Pour la planète, on s'attend à des effets plus importants, incluant des émissions radios dues aux interactions magnétosphériques, comme celles observées dans le système solaire entre Jupiter et ses satellites.

Dans un premier temps, il a fallu établir un échantillon stellaire qui a été observé en spectropolarimétrie. Ces observations nous ont informé sur le champ magnétique des étoiles en question et sur l'activité stellaire. Nous avons observé onze étoiles à Jupiter chaud, et deux étoiles sans planètes (découvertes) pour la comparaison. Au cours de cette thèse, je me suis concentrée sur l'analyse de données de trois systèmes particuliers, pour lesquels du temps d'observation a été accordé sur plusieurs semestres et qui ont ainsi été suivis de manière prolongée, il s'agit des étoiles τ Boo, HD 189733 et HD 179949.

Étude magnétique

Le suivi à long terme des étoiles m'a permis, en utilisant le code d'imagerie Zeeman-Doppler, de reconstruire leur topologie magnétique, de mesurer leur rotation différentielle et d'étudier leur cycle magnétique.

τ Boo et HD 179949 sont toutes les deux des étoiles de type spectral F, HD 189733 est plus froide, elle est de type spectral K. Le champ magnétique des deux premières présentent des similitudes entre différentes époques d'observation. Il s'agit

d'un champ faible, de quelque Gauss (< 5 G) en moyenne. La composante majeure du champ est poloïdale (en moyenne sur toutes les époques d'observation), et elle est axisymétrique. HD 189733 a des caractéristiques magnétiques bien différentes, il s'agit d'une étoile active qui a un champ magnétique de quelques dizaines de Gauss (~ 30 G). La composante toroïdale du champ est importante, et la composante poloïdale est non-axisymétrique. Les trois étoiles ne semblent pas avoir des caractéristiques magnétiques différentes de leurs homologues sans Jupiter chaud. Pour les étoiles ayant un nombre de Rossby bien inférieur à 1 (et une masse supérieure à $0.5 M_{\odot}$), l'étoile est en général plus active, avec un champ plutôt toroïdal. Ceci est le cas de HD 189733. Les deux autres étoiles ont un nombre de Rossby légèrement supérieur à l'unité, ils représentent des caractéristiques similaires aux étoiles dont le nombre de Rossby est de l'ordre de et supérieur à l'unité.

La rotation différentielle est plus importante pour les étoiles de type spectral F que K. Notre mesure de la rotation différentielle pour les trois étoiles suit cette tendance. Les trois étoiles ont une rotation différentielle solaire, i.e. l'équateur tourne plus vite que le pôle. Sur ce point aussi, les trois étoiles étudiées ne se montrent pas particulières relativement aux autres étoiles froides.

La mesure de la rotation différentielle m'a permis de calculer les périodes de rotation stellaires avec précision. Les périodes que je calcule sont compatibles avec celles de la littérature, souvent déduites par photométrie. La rotation de τ Boo est synchronisée avec la planète (autour de la latitude 40°).

Après avoir étudié le champ magnétique stellaire pendant plusieurs époques d'observation, j'ai pu étudier l'évolution de ce champ. τ Boo, l'étoile dont la rotation est synchronisée avec le mouvement orbital de la planète, a un cycle magnétique assez court. C'est le premier cycle magnétique observé directement (i.e. en spectropolarimétrie) pour une étoile autre que le soleil. Le champ magnétique global de τ Boo subit un renversement de polarité tous les ans, son cycle magnétique est de deux ans, i.e. 11 fois plus court que celui du soleil. Le champ magnétique oscille entre une configuration principalement poloïdale et une configuration principalement toroïdale. J'ai calculé les flux magnétiques des composantes poloïdales et toroïdales du champ, ils ont une variation sinusoïdale et sont déphasés l'un par rapport à l'autre. Toutes ces observations sont très intéressantes pour la compréhension de la génération du champ magnétique des étoiles froides et son évolution. Elles nous apportent une contrainte observationnelle qui permettra de tester les modèles de génération de champ dans les étoiles froides par effet dynamo.

Nous n'observons pas de changement de polarité du champ magnétique des deux autres étoiles. Le champ de HD 189733, observé pendant deux ans, évolue aussi d'une configuration poloïdale en une configuration dominée par le champ toroïdal. Les observations de HD 179949 sont assez peu nombreuses pour conclure sur l'évolution de son champ magnétique.

Pourquoi τ Boo a-t-elle un cycle magnétique très court ? Pour répondre à cette question, il faut comparer τ Boo à d'autres étoiles froides, qui ont des caractéristiques similaires. Le cycle magnétique solaire est expliqué par une dynamo α - Ω , la rotation différentielle est à la base de la transformation du champ poloïdal en champ toroïdal. Cette rotation différentielle est importante dans τ Boo. Elle peut être un facteur influençant le cycle magnétique. Or d'autres étoiles ayant des valeurs importantes de la rotation différentielle ne montrent pas de renversements de polarité. La principale différence entre ces deux étoiles est que τ Boo a un Jupiter chaud. La masse de son exoplanète est bien supérieure à la masse de sa couche convective extérieure. Actuellement, on pense que seule la zone convective extérieure est synchronisée avec la planète, ce qui peut induire plus de cisaillement au niveau de la tachocline, influençant la génération du champ. Mais il faut préciser que pour le moment il n'y a pas d'explication physique au découplage éventuel entre la zone convective extérieure et la zone radiative intérieure. Les interactions de marée peuvent générer, dans un fluide en rotation, une instabilité dite instabilité elliptique, qui peut à son tour générer un champ magnétique causé uniquement par les effets de marée. Relativement à cette instabilité, τ Boo est instable, ce qui pourra aussi influencer son champ magnétique. Notons enfin que des cycles d'activité rapides ont été observés récemment pour l'étoile ι Hor hôte de Jupiter chaud (1.6 ans (Metcalfé et al., 2010)) et HD 49933 (120 jours, García et al. (2010)).

La suite naturelle de ce travail, à court terme, sera l'exploration des différents effets sur la génération du champ magnétique. Des simulations de la dynamo incluant les effets de marée générés par une planète massive et proche vont être réalisées (collaboration avec S. Brun, CEA, Saclay). Les influences des effets de marées sur le champ stellaire seront aussi explorés, en particulier des études de l'instabilité des systèmes à Jupiter chaud en modélisant cette instabilité et en étudiant le champ magnétique qu'elle génère. Ce travail est en cours, c'est une collaboration avec des chercheurs du laboratoire IRPHE (Institut de Recherche de Phénomènes Hors Equilibre) de Marseille.

À long terme, il faut étudier le champ magnétique d'étoiles froides en général, ainsi que son évolution. Avoir une base de données magnétiques d'étoiles avec et sans Jupiter chaud permettra de comparer l'évolution du champ d'étoiles de différents types spectraux et de conclure ainsi sur le rôle de la planète dans une éventuelle accélération du cycle. Cette étude s'inscrit dans le projet international MagIcS (Magnetic Investigation of various classes of Stars) qui consiste à étudier et comprendre la génération du champ magnétique dans des étoiles de différents types spectraux.

Étude d'activité stellaire

L'étude de l'activité stellaire dans les systèmes à Jupiter chaud a révélé, dans un premier temps, la présence d'éruptions très énergétiques par rapport aux éruptions solaires (dans certains systèmes, Rubenstein & Schaefer (2000)). L'exoplanète était présentée comme une cause possible de ces éruptions, suite à des interactions. Depuis, différentes études théoriques et observationnelles s'intéressent en particulier à l'activité des étoiles hôtes de planète massive proche. En cas d'interaction de marée, on s'attend à un surplus d'activité modulé par la demi-période orbitale, alors que le surplus d'activité sera modulé par la période synodique dans le cas d'interactions magnétosphériques (Cuntz et al., 2000; Fares et al., 2010). Les effets de marée peuvent aussi influencer la rotation stellaire, l'étoile est accélérée par rapport aux étoiles de même âge, ce qui pourra être une source d'activité.

Pendant ma thèse, j'ai effectué une analyse détaillée de l'activité résiduelle des étoiles étudiées. J'ai d'abord étudié la corrélation entre l'activité résiduelle de Ca II H & K et H_α . L'étude de la corrélation pour les étoiles ayant un Jupiter chaud permet de voir si elles ont un comportement particulier de l'activité mesurée dans différents indicateurs, et de comparer leurs résultats à d'autres étoiles dont le Soleil. La corrélation entre l'activité résiduelle de Ca II H & K et celle de H_α est forte dans HD 189733 et HD 179949 alors que τ Boo montre une faible corrélation. Les valeurs de la corrélation et de la pente pour HD 189733 et HD 179949 sont comparables aux valeurs trouvées pour le Soleil pendant son cycle d'activité.

Je me suis aussi intéressée à la modulation de l'activité résiduelle. Dans les travaux déjà réalisés, les auteurs ont phasé l'activité en fonction de la période rotationnelle ou la période orbitale, et selon la meilleure modulation par une de ces deux périodes, ils ont conclu sur la présence/absence d'interactions. Cette procédure, bien qu'informative, ne permet pas de calculer toutes les périodes modulant l'activité. En fait, l'activité résiduelle peut être multipériodique, avec une modulation plus importante en amplitude pour des périodes que pour d'autres. J'ai effectué une recherche de période sur l'activité résiduelle, afin de savoir quelle période module sa variation, i.e. période de rotation ou période synodique ou orbitale. Pour calculer toutes les périodes, je commence par calculer la période qui ajuste au mieux les données, je soustrais des données la variation correspondante à cette période, et je refais un nouveau calcul de période sur les résidus. Ainsi, si un signal est présent mais moins fort qu'un autre, il apparaît dans la deuxième itération de recherche de période.

L'activité résiduelle est modulée, au premier ordre, par la rotation de l'étoile pour toutes les étoiles. J'ai effectué la recherche sur les résidus comme décrit plus haut. Seule HD 179949 montre une modulation par la période synodique pendant une époque d'observation. Cette modulation pourrait être causée par une interaction étoile-exoplanète. Les autres étoiles ne montrent pas, lors de nos époques d'observa-

tion, des signes d'interaction.

Ayant les cartes de champ magnétique de surface et les mesures d'activité, il est intéressant d'étudier le champ coronal. L'extrapolation du champ permet, en adoptant un modèle d'interaction, de calculer l'activité stellaire en présence/absence d'interaction. Il sera ainsi possible d'expliquer, à partir de l'extrapolation du champ de surface, la présence/absence de la modulation synodique ou orbitale de l'activité.

Extrapolation du champ coronal

Une interaction magnétique entre le Jupiter chaud et son étoile dépendra, en premier lieu, du champ magnétique de l'étoile. Le champ magnétique stellaire observé est celui de la surface. Or les interactions se produisent dans la couronne stellaire (ou au delà), et c'est le champ coronal qui est responsable des émissions X par exemple. Il y a donc un grand intérêt à étudier ce champ pour comprendre sa structure, et toute éventuelle interaction et émission qui peut l'accompagner. Les cartes de champ magnétique dont nous disposons nous offrent la possibilité d'extrapoler le champ dans la couronne, et d'estimer ainsi le champ coronal à partir des observations au lieu de le modéliser par un modèle simple de champ stellaire (e.g. dipôle).

Pour extrapoler le champ coronal, j'ai utilisé le modèle de champ potentiel avec une surface source (SS). Ce modèle consiste à décrire le champ par un champ potentiel et à considérer une SS de rayon R_{SS} sur laquelle le champ est purement radiale, c'est-à-dire que les composantes azimutales et méridiennes du champ s'annulent à une distance R_{SS} . L'extrapolation permet de visualiser le champ à grande échelle et à calculer le champ magnétique en tout point entre la surface de l'étoile et la SS. La position de la SS n'est pas bien connue, pour cela, j'ai calculé le champ extrapolé pour différentes positions de la SS. Cette position dépend du champ magnétique stellaire, j'ai considéré des cas raisonnables de la position de la SS en fonction du champ magnétique stellaire (sachant que pour le Soleil la valeur moyenne de la position de la SS est de $2.5 R_{\odot}$).

Pour τ Boo, la planète et l'étoile sont synchronisées. Nous considérons que l'orbite planétaire est dans la plan équatorial stellaire ; l'énergie magnétique au niveau de la planète ne varie pas. La planète ne traverse pas différentes configurations de champ stellaire, mais reste fixe par rapport à l'étoile. Par contre pour les deux autres étoiles, la planète n'est pas fixe dans le référentiel de l'étoile. Tout au long de son orbite, elle traverse différentes configurations du champ magnétique, et dispose ainsi de différentes énergies magnétiques. J'ai calculé ces valeurs énergétiques pour toutes les positions de la SS, ils serviront comme paramètres principaux pour le calcul de l'émission radio planétaire due à une interaction.

Une reconnection magnétique ne peut avoir lieu que dans certaines configurations des deux champs en question. Il s'agira d'une nouvelle étude qui consistera à calculer

les lignes de champ stellaire qui peuvent se connecter avec le champ planétaire. Le champ magnétique planétaire sera modélisé par un modèle simple, et nous considérerons différentes positions de la magnétosphère planétaire et donc des lignes de champ planétaire qui entreront en jeu dans la reconnection. Le calcul des lignes de champ stellaire qui se reconnectent permettra de calculer les latitudes et longitudes stellaires qui seront excitées par l'interaction, ce qui servira pour la modélisation de l'activité due à une interaction.

Certaines études prétendent que l'émission X des étoiles ayant des Jupiters chauds est plus importante que celle des étoiles sans Jupiters chauds. La modélisation de l'émission X en se basant sur l'extrapolation du champ magnétique dans la couronne pourra être utilisée pour tenter d'expliquer ce phénomène.

Finalement, il existe d'autres méthodes d'extrapolation du champ, par exemple en considérant un champ force-free (Lanza, 2008) et des méthodes dynamiques MHD (Cohen et al., 2009; Vidotto et al., 2009). La méthode d'extrapolation que j'ai adoptée au cours de cette thèse, comparée aux méthodes MHD, produit des résultats satisfaisants (testé pour le cas solaire) et consomme moins de ressources (Riley et al., 2006). Comparer les résultats de ces trois méthodes est une prochaine étape que nous allons faire, en se basant sur les cartes magnétiques reconstruites comme paramètres d'entrée des différents codes numériques. C'est le projet d'une collaboration avec A. Vidotto de St-Andrews, UK et N. Lanza de Catania, Italie.

Modélisation de l'émission radio planétaire

Le domaine radio est un domaine prometteur dans les études des exoplanètes. Plusieurs tentatives de détection d'émission radio exoplanétaires ont été sans succès. Des études théoriques calculent un flux radio par système en modélisant à la fois le champ magnétique stellaire et planétaire. Le budget énergétique calculé au niveau de la planète ne varie pas, l'émission planétaire est la même tout au long de l'orbite. La détection de l'émission planétaire se fait alors en recherchant un signal modulé par la période orbitale.

Ayant le budget énergétique réel au niveau de la planète, nous avons calculé l'émission radio planétaire en se basant sur les travaux de Grießmeier et al. (2007) (basés sur le modèle d'énergie magnétique de Zarka et al. (2001)) pour HD 189733. Ce calcul a été effectué pour plusieurs positions de la SS, vu que le budget énergétique en dépend. Les principales conclusions de ce travail sont les suivantes : L'émission radio n'est pas la même tout au long de l'orbite, la courbe d'émission est modulée par la période synodique, la séparation des composantes stellaires et planétaires dans les observations sera alors plus compliquée que prévu.

Les étoiles observées pendant cette thèse sont des cibles de LOFAR (LOW Frequency ARray). En cas de détection de signal radio, nous pourrions avoir des infor-

mations sur le champ magnétique planétaire. En effet, ce champ contrôle la taille de la magnétosphère planétaire par un équilibre entre la pression du vent stellaire et la pression magnétique planétaire. La taille de la magnétosphère peut être déduite des observations, ce qui permet de remonter au champ planétaire.

Liste des publications

Publications principales dans des revues de rang A :

- *Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis*, Donati, J.-F. ; Moutou, C. ; **Fares, R.** ; Bohlender, D. ; Catala, C. ; Deleuil, M. ; Shkolnik, E. ; Cameron, A. C. ; Jardine, M. M. ; Walker, G. A. H., 2008, MNRAS, Volume 385, Issue 3, pp. 1179-1185.
- *Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis - II. A second magnetic polarity reversal*, **Fares, R.**, Donati, J.-F. ; Moutou, C. ; Bohlender, D. ; Catala, C. ; Deleuil, M. ; Shkolnik, E. ; Cameron, A. C. ; Jardine, M. M. ; Walker, G. A. H., 2009, Mon. Not. R. Astron. Soc., Volume 398, Issue 3, pp. 1383-1391.
- *Searching for Star-Planet interactions within the magnetosphere of HD 189733*, **Fares, R.**, Donati, J.-F. ; Moutou, C. ; Jardine, M. M. ; Griessmeier, J.-M. ; Zarka, P. ; Shkolnik, E. ; Bohlender, D. ; Catala, C. ; Cameron, A. C., 2010, Mon. Not. R. Astron. Soc., Volume 406, Issue 1, pp. 409-419.
- *Magnetic field, differential rotation and activity of the hot-Jupiter hosting star HD 179949*, **Fares, R.** ; Donati, J.F. ; Moutou, C., and 9 coauthors, submitted to Mon. Not. R. Astron. Soc..

Autres publications dans des revues de rang A :

- *Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars : a rotation threshold*, Petit, P. ; Dintrans, B. ; Solanki, S. K. ; Donati, J.-F. ; Aurière, M. ; Lignières, F. ; Morin, J. ; Paletou, F. ; Ramirez Velez, J. ; Catala, C. ; **Fares, R.**, 2008, MNRAS, Volume 388, Issue 1, pp. 80-88.
- *Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs*, Donati, J.-F. ; Morin, J. ; Petit, P. ; Delfosse, X. ; Forveille, T. ; Aurière, M. ; Cabanac, R. ; Dintrans, B. ; **Fares, R.** ; Gastine, T. ; and 5 coauthors, 2008, MNRAS, Volume 390, Issue 2, pp. 545-560.
- *Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs*, Morin, J. ; Donati, J.-F. ; Petit, P. ; Delfosse, X. ; Forveille, T. ; Albert, L. ; Aurière, M. ; Cabanac, R. ;

- Dintrans, B.; **Fares, R.**; and 6 coauthors, 2008, MNRAS, Volume 390, Issue 2, pp. 567-581.
- *Magnetospheric accretion and spin-down of the prototypical classical T Tauri star AA Tau*, Donati, J.-F.; Skelly, M. B.; Bouvier, J., Gregory, S. G.; Gran-kin, K. N.; Jardine, M. M.; Hussain, G. A. J.; Ménard, F.; Dougados, C.; Unruh, Y.; Mohanty, S.; Aurière, M.; Morin, J.; **Farès, R.**, 2010, Mon. Not. R. Astron. Soc..

Publications dans des comptes-rendus de conférences :

- *Magnetic geometries of Sun-like stars : impact of rotation*, Petit, P; Dintrans, B.; Aurière, M.; Catala, C.; Donati, J.-F.; **Fares, R.**; Gastine, T.; Lignières, F.; Morin, J.; Paletou, F. and 3 coauthors, 2008, Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics .
- *Large-scale magnetic topologies of cool stars*, Donati, Jean-François; Morin, Julien; Delfosse, Xavier; Forveille, Thierry; **Fares, Rim**; Moutou, Claire; Jardine, Moira, 2009, Cool stars 15, AIP Conference Proceedings, Volume 1094, pp. 130-139.
- *Star-Planet Interactions*, Shkolnik, Evgenya; Aigrain, Suzanne; Cranmer, Steven; **Fares, Rim**; Fridlund, Malcolm; Pont, Frederic; Schmitt, Jürgen; Smith, Alexis; Suzuki, Takeru, 2009, Cool Stars 15, AIP Conference Proceedings, Volume 1094, pp. 275-282.
- *Spectropolarimetry of Hot Jupiter systems*, **Fares, R.**; Donati, J.-F.; Moutou, C.; Shkolnik, E.; Bohlender, D., 2009, Cool Stars 15, AIP Conference Proceedings, Volume 1094, pp. 437-440.
- *Magnetic geometries of Sun-like stars : exploring the mass-rotation plane*, Petit, P; Dintrans, B.; Aurière, M.; Catala, C.; Donati, J.-F.; **Fares, R.**; Gastine, T.; Lignières, F.; Morgenthaler, A.; Morin, J.; and 4 coauthors, 2009, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, Vol 259, p. 441-442
- *Exploring the magnetic topologies of cool stars*, Morin, J.; Donati, J.-F.; Petit, P.; Albert, L.; Aurière, M.; Cabanac, R.; Catala, C.; Delfosse, X.; Dintrans, B.; **Fares, R.** and 12 coauthors, 2010, IAU Symposium 273 "Physics of Sun and Star Spots".
- *Long term magnetic field monitoring of Sun-like star ksi Boo A*, Morgenthaler, A.; Petit, P.; Aurière, M.; Dintrans, B.; **Fares, R.** and 6 coauthors, 2010, SF2A.
- *Tidal instability in systems' evolution*, Cébron, D.; Moutou, C.; Le Bars, M.; LE Gal, P.; **Fares, R.**, 2011, "Detection and Dynamics of Transiting Exoplanets" colloquium.

Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis

J.-F. Donati,^{1★} C. Moutou,^{2★} R. Farès,^{1★} D. Bohlender,^{3★} C. Catala,^{4★} M. Deleuil,^{2★}
E. Shkolnik,^{5★} A. C. Cameron,^{6★} M. M. Jardine^{6★} and G. A. H. Walker^{7★}

¹LAT–UMR 5572, CNRS and University P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

²LAM–UMR 6110, CNRS and University de Provence, Traverse du Siphon, F-13376 Marseille, France

³HIA/NRC, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada

⁴LESIA–UMR 8109, CNRS and University Paris VII, 5 Place Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France

⁵NASA Astrobiology Institute, University of Hawaii at Manoa, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

⁶School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, Fife KY16 9SS

⁷1234 Hewlett Place, Victoria, BC V8S 497, Canada

Accepted 2008 January 9. Received 2008 January 9; in original form 2007 November 29

ABSTRACT

We have obtained new spectropolarimetric observations of the planet-hosting star τ Bootis, using the ESPaDOnS and NARVAL spectropolarimeters at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) and Télescope Bernard Lyot (TBL).

With this data set, we are able to confirm the presence of a magnetic field at the surface of τ Boo and map its large-scale structure over the whole star. The large-scale magnetic field is found to be fairly complex, with a strength of up to 10 G; it features a dominant poloidal field and a small toroidal component, the poloidal component being significantly more complex than a dipole. The overall polarity of the magnetic field has reversed with respect to our previous observation (obtained a year before), strongly suggesting that τ Boo is undergoing magnetic cycles similar to those of the Sun. This is the first time that a global magnetic polarity switch is observed in a star other than the Sun; given the infrequent occurrence of such events in the Sun, we speculate that the magnetic cycle period of τ Boo is much shorter than that of the Sun.

Our new data also allow us to confirm the presence of differential rotation, both from the shape of the line profiles and the latitudinal shearing that the magnetic structure is undergoing. The differential rotation surface shear that τ Boo experiences is found to be 6 to 10 times larger than that of the Sun, in good agreement with recent claims that differential rotation is strongest in stars with shallow convective zones. We propose that the short-magnetic cycle period is due to the strong level of differential rotation.

With a rotation period of 3.0 and 3.9 d at the equator and pole, respectively, τ Boo appears as the first planet-hosting star whose rotation (at intermediate latitudes) is synchronized with the orbital motion of its giant planet (period 3.3 d). Assuming that this synchronization is not coincidental, it suggests that the tidal effects induced by the giant planet can be strong enough to force the thin convective envelope (though not the whole star) into corotation.

We also detect time-dependent activity fluctuations on τ Boo, but cannot unambiguously determine whether they are intrinsic to the star or induced by the planet; more observations of similar type are needed to determine the role of the close-in giant planet orbiting τ Boo on both the activity enhancements and the magnetic cycle of the host star.

Key words: stars: activity – stars: imaging – stars: individual: τ Boo – stars: magnetic fields – techniques: polarimetric – planetary systems.

1 INTRODUCTION

Magnetic fields of stars hosting close-in giant planets have recently started to trigger a lot of interest from the astrophysical community. Magnetic fields on the host star are indeed likely to play a direct role in the survival of close-in giant planets. By evacuating the central regions of their protoplanetary discs (within 0.1 au from the star

*E-mail: donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); claire.moutou@oamp.fr (CM); rim.fares@ast.obs-mip.fr (RF); david.bohlender@nrc-cnrc.gc.ca (DB); claude.catala@obspm.fr (CC); magali.deleuil@oamp.fr (MD); shkolnik@ifa.hawaii.edu (ES); acc4@st-andrews.ac.uk (ACC); mmj@st-andrews.ac.uk (MMJ); gordonwa@uvic.ca (GAHW)

typically, e.g. Romanova & Lovelace 2006), magnetic fields of young protostars are generating ideal conditions for giant planets to stop their inward migration whenever they enter the central gap of the disc, leaving them at a location where many close-in giant planets (making up 20 per cent of all known exoplanets to date) are actually observed.

Magnetic fields of stars hosting close-in giant planets are also expected to be a key point in the way such planets interact with their host stars, and numerous studies have been carried out recently to study the details of this interaction. Observations suggest that stars hosting close-in giant planets exhibit enhanced activity correlating with the orbital phase of the planet rather than with the rotation phase of the star, arguing that this increased activity is induced by the presence of the planet (e.g. Shkolnik, Walker & Bohlender 2003; Shkolnik et al. 2005); recent observations even suggest that these star-planet interactions could be cyclic in nature and oscillate between ‘on’ and ‘off’ states (Shkolnik et al. 2008). Theoretical studies (e.g. Cuntz, Saar & Musielak 2000; McIvor, Jardine & Holzwarth 2006) propose that this interaction could either result from tidal effects (e.g. enhancing turbulence and hence local dynamo action and activity within the planet-induced tidal bulge) or from magnetospheric interaction (e.g. inducing reconnection events as the planet travels through the large magnetospheric loops of the host star).

For such studies, τ Boo (HR 5185, HD 120136, F7V) is an interesting candidate. Its massive planet is orbiting at 0.049 au in 3.31 d (e.g. Leigh et al. 2003). Clear Zeeman signatures have recently been detected on τ Boo with the ESPaDOnS spectropolarimeter on the 3.6-m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) demonstrating that a large-scale field of a few G is present at the surface (Catala et al. 2007). Despite its relatively short-rotation period (of the order of 3 d, Henry et al. 2000; Catala et al. 2007), the activity of τ Boo is only moderate (as usual for mid-F stars) and shows no strong modulation with either orbital or rotation phase (Shkolnik et al. 2005, 2008); the near synchronization between the star’s rotation and the planet orbit may explain this lack of planet-induced activity. τ Boo none the less appears as a good laboratory for studying and modelling the magnetic fields of stars with close-in giant planets, and, in particular, those of F stars with shallow convective zones and low-intrinsic activity on which the (presumably very small) planet-induced activity enhancements are easier to detect.

We present in the paper, a detailed modelling of the magnetic field and differential rotation at the surface of τ Boo, as a follow-up study from the initial discovery of Catala et al. (2007). Section 2 presents the observations, Section 3 details the magnetic and differential rotation modelling while Section 4 provides a discussion and future prospects about this work.

2 OBSERVATIONS

For these renewed observations, we used again the ESPaDOnS spectropolarimeter (Donati et al., in preparation) on CFHT; we also collected a few additional polarized spectra with NARVAL on the 2-m Telescope Bernard Lyot (TBL). Both instruments yield a spectral resolution of about 65 000. Each spectrum consists of a sequence of four individual subexposures taken in different configurations of the polarimeter retarders, in order to perform a precise and achromatic circular polarization analysis and suppress all spurious signatures at first order (Donati et al. 1997; Donati et al., in preparation).

Data were reduced with the dedicated automatic reduction tool Libre-ESPRIT installed at CFHT and TBL (Donati et al. 1997; Donati et al., in preparation), and changed into sets of Stokes I and V spectra. All spectra are automatically corrected from spectral shifts

resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations) using telluric lines as a reference. Though not perfect, this procedure allows spectra to be secured with a radial velocity (RV) precision of about 15–20 m s^{-1} (e.g. Catala et al. 2007; Moutou et al. 2007).

A total of 32 spectra were collected in 2007 June and July in variable weather conditions, mostly with ESPaDOnS/CFHT. The complete log is given in Table 1. All data are phased with the same orbital ephemeris as that of Catala et al. (2007):

$$T_0 = \text{HJD } 245\,3450.984 + 3.31245E \quad (1)$$

with phase 0.0 denoting the first conjunction (i.e. with the planet farthest from the observer). Circularly, polarized spectra of stars with stable magnetic topologies (e.g. chemically peculiar stars and hotter equivalents, like τ Sco, Donati et al. 2006) were observed during both runs to check that the instrument behaves properly and yields nominal field strengths and polarities.

Least-Squares Deconvolution (LSD, Donati et al. 1997) was applied to all spectra to retrieve average-unpolarized and circularly polarized profiles of photospheric spectral lines. The line pattern used for this process is derived from a Kurucz model atmosphere with solar abundances, and effective temperature and logarithmic gravity set to 6250 K and 4.0, respectively; this line pattern includes most moderate to strong lines present in the optical domain (those featuring central depths larger than 40 per cent of the local continuum, before any macroturbulent or rotational broadening, about 4000 throughout the whole spectral range) but excludes the very strongest, broadest features, such as Balmer lines, whose Zeeman signature is strongly smeared out compared to those of narrow lines. The typical multiplex gain in signal-to-noise ratio (S/N) for polarization profiles is about 25 to 30, implying noise levels in LSD polarization profiles as low as 20 ppm (i.e. 2×10^{-5} in units of the unpolarized continuum) in good weather conditions. Zeeman signatures, whenever detected, have a typical amplitude of about 100 ppm (see below).

Radial velocities are obtained from Gaussian fits to each LSD unpolarized profile of τ Boo. We find that our measurements are in good agreement with previous measurements (see Fig. 1). Residuals (rms) with respect to the predicted RV curve are equal to 20 m s^{-1} , i.e. similar to the uncertainties of 15–20 m s^{-1} reported by Catala et al. (2007) and Moutou et al. (2007). All Stokes I and V profiles used in the following were corrected for the orbital motion, i.e. translated into the velocity rest frame of τ Boo.

As in Catala et al. (2007), we assume that τ Boo rotates about an axis inclined at an angle $i = 40^\circ$ with respect to the line of sight. The unpolarized spectral lines are significantly broadened by rotation and suggest that the rotation of the star is more or less synchronized with the planet orbital motion, i.e. corresponds to a rotation rate of 1.9 rad d^{-1} . By averaging all Stokes I LSD profiles into a single mean line and computing its Fourier transform, one can estimate the amount of differential rotation at the surface of the star (Reiners & Schmitt 2002). This experiment, first carried out by Reiners (2006) and repeated by Catala et al. (2007), demonstrates that τ Boo is indeed differentially rotating, with a relative differential rotation (i.e. an angular rotation shear relative to the mean angular rotation rate) of 18–20 per cent and an angular rotation shear¹ of

¹ The angular rotation shear derived by Reiners (2006), equal to $0.31 \pm 0.13 \text{ rad d}^{-1}$, is actually scaled down by $\sqrt{\sin i}$; using $i = 40^\circ$, it translates into a true angular rotation shear of $0.38 \pm 0.16 \text{ rad d}^{-1}$ in good agreement with our own estimate.

Table 1. Journal of observations. Columns 1–6 sequentially list the UT date, the instrument used, the heliocentric Julian date and UT time (both at mid-exposure), the complete exposure time and the peak S/N (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) of each observation. Column 7 lists the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level I_c and per 1.8-km s^{-1} velocity bin) in the circular polarization profile produced by Least-Squares Deconvolution (LSD), while columns 8 and 9 list the orbital cycle (using the ephemeris given by equation 1) and the radial velocity (RV) associated with each exposure.

Date (2007)	Instrument	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	Cycle (245+)	v_{rad} (km s^{-1})
June 12	NARVAL/TBL	1264.45160	22:46:05	4×600	1000	0.37	0.5788	-16.506
June 19	NARVAL/TBL	1271.42056	22:02:04	4×600	910	0.42	2.6827	-16.708
June 26	ESPaDOnS/CFHT	1277.74494	05:49:50	4×300	1550	0.23	4.5920	-16.589
June 26	ESPaDOnS/CFHT	1277.81018	07:23:47	4×300	1730	0.18	4.6117	-16.645
June 27	ESPaDOnS/CFHT	1278.74598	05:51:27	4×200	1700	0.21	4.8942	-16.644
June 27	ESPaDOnS/CFHT	1278.75739	06:07:53	4×200	1670	0.21	4.8976	-16.641
June 27	ESPaDOnS/CFHT	1278.76861	06:24:02	4×200	1710	0.21	4.9010	-16.625
June 28	ESPaDOnS/CFHT	1279.73666	05:38:08	4×200	1620	0.22	5.1933	-15.927
June 28	ESPaDOnS/CFHT	1279.74787	05:54:17	4×200	1660	0.22	5.1966	-15.915
June 28	ESPaDOnS/CFHT	1279.75913	06:10:30	4×200	1730	0.21	5.2000	-15.912
June 30	ESPaDOnS/CFHT	1281.83298	07:57:04	4×200	1470	0.25	5.8261	-16.746
June 30	ESPaDOnS/CFHT	1281.84420	08:13:13	4×200	1290	0.28	5.8295	-16.739
July 01	ESPaDOnS/CFHT	1282.73612	05:37:41	4×200	1640	0.21	6.0988	-16.070
July 01	ESPaDOnS/CFHT	1282.74732	05:53:49	4×200	1640	0.21	6.1022	-16.062
July 01	ESPaDOnS/CFHT	1282.75863	06:10:06	4×200	1720	0.21	6.1056	-16.058
July 02	ESPaDOnS/CFHT	1283.73836	05:41:01	4×200	740	0.44	6.4013	-16.093
July 02	ESPaDOnS/CFHT	1283.74973	05:57:24	4×200	580	0.53	6.4048	-16.090
July 02	ESPaDOnS/CFHT	1283.76769	06:23:16	4×200	1240	0.31	6.4102	-16.103
July 02	ESPaDOnS/CFHT	1283.78209	06:43:60	4×200	1360	0.27	6.4145	-16.110
July 02	ESPaDOnS/CFHT	1283.91960	10:02:02	4×300	1370	0.29	6.4561	-16.193
July 03	ESPaDOnS/CFHT	1284.74158	05:45:46	4×300	1370	0.24	6.7042	-16.816
July 03	ESPaDOnS/CFHT	1284.75763	06:08:53	4×300	1830	0.19	6.7090	-16.818
July 03	ESPaDOnS/CFHT	1284.77363	06:31:56	4×300	1750	0.21	6.7139	-16.808
July 03	ESPaDOnS/CFHT	1284.85319	08:26:30	4×300	1700	0.23	6.7379	-16.817
July 04	ESPaDOnS/CFHT	1285.79220	06:58:47	4×300	1090	0.33	7.0214	-16.275
July 04	ESPaDOnS/CFHT	1285.80803	07:21:35	4×300	1470	0.26	7.0262	-16.248
July 04	ESPaDOnS/CFHT	1285.86573	08:44:40	4×300	1240	0.32	7.0436	-16.191
July 04	ESPaDOnS/CFHT	1285.88171	09:07:41	4×300	990	0.41	7.0484	-16.173
July 05	ESPaDOnS/CFHT	1286.74025	05:44:05	4×200	330	1.18	7.3076	-15.943
July 05	ESPaDOnS/CFHT	1286.75144	06:00:12	4×200	250	1.57	7.3110	-15.933
July 05	ESPaDOnS/CFHT	1286.76265	06:16:20	4×200	310	1.28	7.3143	-15.930
July 05	ESPaDOnS/CFHT	1286.78415	06:47:18	4×600	400	0.98	7.3208	-15.941

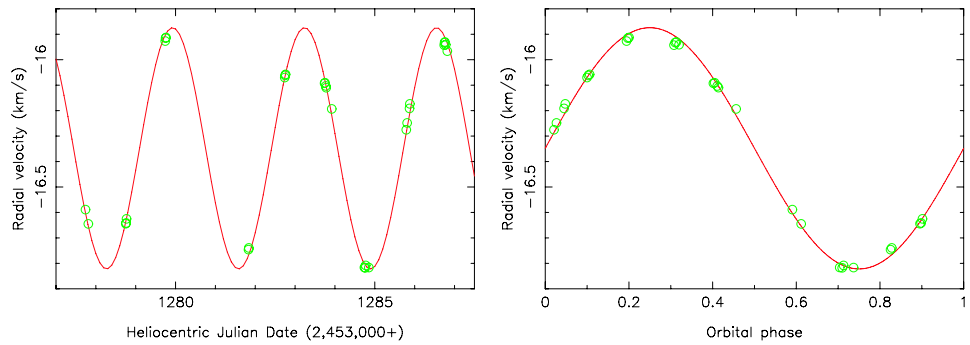


Figure 1. Radial velocities of τ Boo derived from our ESPaDOnS spectra (green circles) as a function of Heliocentric Julian Date (left-hand panel) and orbital phase (right-hand panel, using the ephemeris of equation 1). The radial velocity model plotted here (red full line) corresponds to a circular orbit with an (assumed) velocity semi-amplitude of 467 m s^{-1} (Butler et al. 1997) and a (fitted) systemic velocity of $-16.348 \text{ km s}^{-1}$. Individual error bars on data points ($15\text{--}20 \text{ m s}^{-1}$) are about as large as the symbol size.

$0.35 \pm 0.10 \text{ rad d}^{-1}$; the corresponding rotation periods at the equator and the pole are equal to about 3.0 and 3.7 d, respectively, bracketing the planet orbital period of 3.3 d. The Fourier transform of the average LSD Stokes I profile derived from our new data (not shown here) is very similar to that shown in Catala et al. (2007) (their fig. 1) and confirms their analysis.

3 MAGNETIC MODELLING

3.1 Model description

To model the magnetic topology of τ Boo, we use the new imaging code of Donati et al. (2006) where the field topology is described through spherical-harmonics expansions. We use the principles of maximum entropy image reconstruction to retrieve the simplest magnetic image compatible with the series of rotationally modulated Zeeman signatures. More specifically, the field is divided into its radial poloidal, non-radial poloidal and toroidal components, each of them described as a spherical-harmonics expansion; given the different rotational modulation of Zeeman signatures that poloidal and toroidal fields generate, our imaging code appears particularly useful and efficient at producing dynamo-relevant diagnostics about the large-scale magnetic topologies at the surface of late-type stars. One of the latest application of this code can be found in Morin et al. (2008).

The reconstruction process is iterative and proceeds by comparing at each step the synthetic profiles corresponding to the current image with those of the observed data set. To compute the synthetic Zeeman signatures, we divide the surface of the star into small grid cells (typically a few thousands), work out the specific contribution of each grid cell to the Stokes V profiles (given the magnetic field strength and orientation within each grid cell, as well as the cell radial velocity, location and projected area) and finally sum-up contributions of all cells. Since the problem is partly ill-posed, we stabilize the inversion process by using an entropy criterion (applied to the spherical-harmonics coefficients) aimed at selecting the image with minimum information among all those compatible with the data (Morin et al. 2007).

The model we use to describe the local Stokes I and V profiles is quite simple. While the local unpolarized profile is given by a Gaussian, the local circular polarization profile is computed assuming the weak field approximation, i.e. V is proportional to $dI/d\lambda$ and to the local line-of-sight component of the magnetic field (e.g. Donati et al. 1997). Assuming a line of sight projected equatorial rotation velocity $v \sin i$ of 15.9 km s^{-1} and a relative differential rotation of 18 per cent, we obtain synthetic Stokes I profiles whose first two zeros in the Fourier transform match those of the observed data; setting the full width at half-maximum of the local Stokes I profile to 11 km s^{-1} produces a very good fit to the average Stokes I LSD profiles. This simple line model was used quite extensively and has proved to be efficient at correctly reproducing observed sets of rotationally modulated Zeeman signatures (e.g. Catala et al. 2007; Moutou et al. 2007).

To incorporate differential rotation into the modelling, we proceed as in Donati, Cameron & Petit (2003a) and Morin et al. (2008), i.e. by assuming that the rotation rate at the surface of the star is varying with latitude θ as $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2 \theta$ where Ω_{eq} is the rotation rate at the equator and $d\Omega$ the difference in rotation rate between the equator and the pole. When computing the synthetic profiles, we use this law to work out the longitude shift of each cell at each observing epoch with respect to its location at the median observing

epoch (at which the field is reconstructed, i.e. orbital cycle 6 + 245 = 251 in the present case and in the ephemeris of equation 1 or HJD 245 4282.41) so that we can correctly evaluate the true spectral contributions of all cells at all epochs.

For each pair of Ω_{eq} and $d\Omega$ values within a range of acceptable values, we then derive, from the complete data set, the corresponding magnetic topology (at a given information content) and the associated reduced χ^2 level χ_r^2 at which modelled spectra fit observations. By fitting a paraboloid to the χ_r^2 surface derived in this process (Donati et al. 2003a), we can easily infer the magnetic topology that yields the best fit to the data along with the corresponding differential rotation parameters and errorbars. This process has proved fairly reliable to estimate surface differential rotation on magnetic stars (e.g. Donati et al. 2003a).

3.2 Results

We applied this model to our complete set of Zeeman signatures of τ Boo. Data obtained on the last night (July 05), i.e. in bad weather conditions, were finally excluded from the fits as they provide very little information (given their low quality with respect to the bulk of the data set, see Table 1). The rotational broadening of spectral lines provides significant spatial resolution at the surface of the star, i.e. from 9 to 22 resolution elements around the equator depending on whether we use the intrinsic line profile (11 km s^{-1}) or the instrumental profile (4.5 km s^{-1}) to define the resolution element. The spherical-harmonics expansions used to describe the magnetic field were first computed up to the orders of $\ell = 15$; in practice, little improvement is obtained when adding terms with orders higher than eight in the expansion. All results presented below were thus derived with expansions limited to $\ell = 8$.

The first result from this modelling is that the Stokes V data provide a completely independent confirmation of both the existence and magnitude of differential rotation at the surface of the star, as demonstrated by the well-defined χ_r^2 paraboloid we obtain (see Fig. 2). The differential rotation parameters producing an optimal fit to the data (at a given information content in the magnetic map) are, respectively, equal to $\Omega_{\text{eq}} = 2.10 \pm 0.04$ and $d\Omega = 0.50 \pm 0.12 \text{ rad d}^{-1}$, and imply a relative differential rotation of 24 per cent. The corresponding rotation periods at the equator and pole are

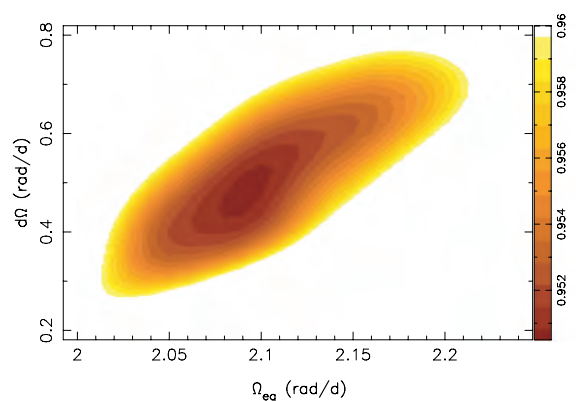


Figure 2. Variation of χ_r^2 as a function of Ω_{eq} and $d\Omega$, derived from the modelling of our Stokes V data set on τ Boo. The outer colour contour corresponds to a 1 per cent increase in χ_r^2 , and traces a 2.7σ interval for each parameter taken separately or a 1.7σ interval for both parameters as a pair.

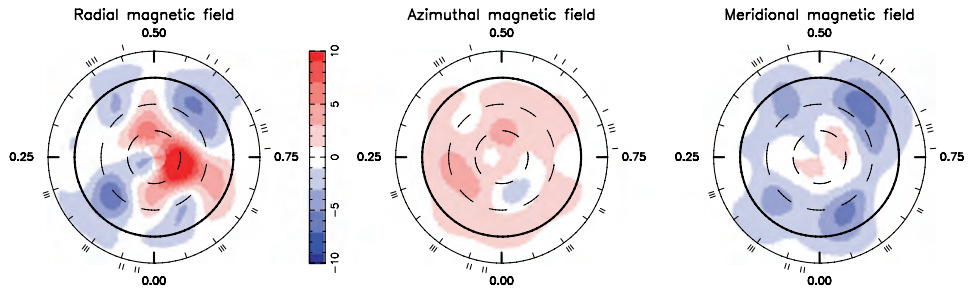


Figure 3. Maximum-entropy reconstructions of the large-scale magnetic topology of τ Boo as derived from our 2007 data set (at orbital cycle 6+245 or HJD 245 4282.41). The radial, azimuthal and meridional components of the field are displayed from left- to right-hand side (with magnetic flux values labelled in G). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate orbital phases of observations.

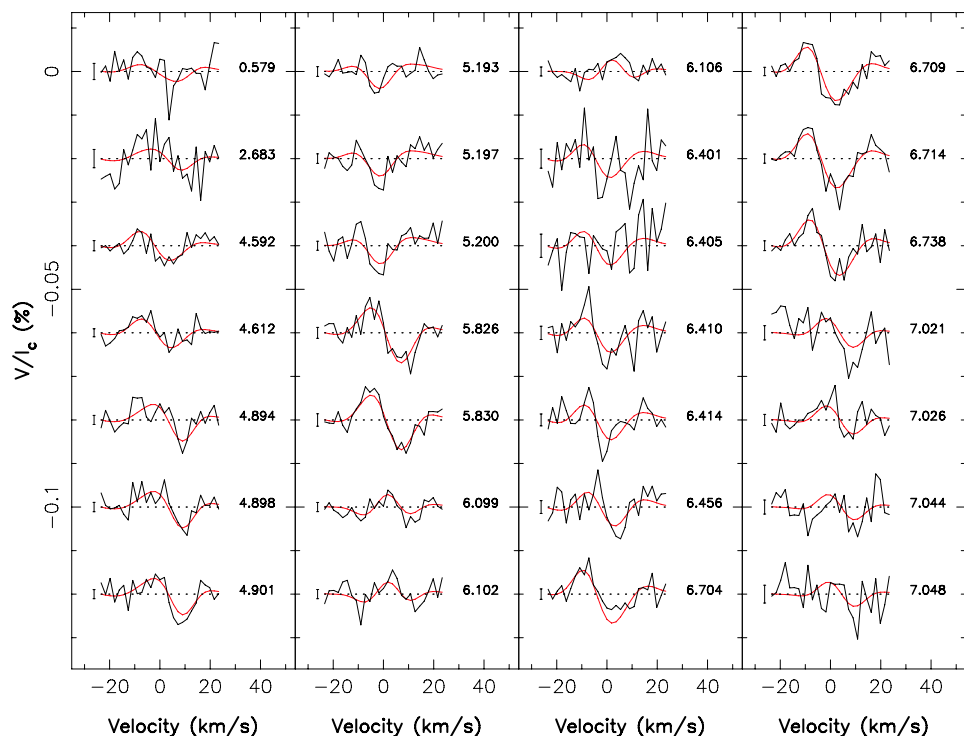


Figure 4. Maximum-entropy fit (thin red line) to the observed Stokes V LSD profiles (thick black line) of τ Boo. The orbital cycle of each observation (as listed in Table 1) and 1σ error bars are also shown next to each profile.

equal to about 3.0 and 3.9 d, respectively; the optimal period assuming solid body rotation is 3.23 d and corresponds to the average recurrence time of the detected Zeeman signatures, i.e. to the rotation period at the average latitude (about 35°) of the reconstructed magnetic structures (Donati et al. 2003a). The latitudinal surface shear we derive is about 8 to 10 times stronger than that of the Sun; the corresponding time-scale for the equator to lap the pole by one complete rotation cycle is only about 12 d.

The large-scale magnetic map we derive (see Fig. 3) corresponds to a unit χ^2_r fit to the data (see Fig. 4), the initial χ^2_r being about 1.9 for 750 data points. Note that the evolution of the magnetic field under the shearing effect of differential rotation throughout the period of our observations can be traced directly to the data themselves;

for instance, the Zeeman signature collected at cycle $2.68 + 245$ is significantly smaller in amplitude than those collected four rotation cycles later (around cycles $6.70 + 245$).

We find that the field topology includes a small toroidal component enclosing 17 per cent of the overall reconstructed magnetic energy; while the Stokes V data can be fitted without the toroidal component, the corresponding reconstructed map contains significantly more (i.e. +50 per cent) information than that of Fig. 3, suggesting that a purely poloidal field is less probable and that the reconstructed toroidal component is likely real. The toroidal component is clearly visible in Fig. 3 and shows up as a ring of positive (i.e. counterclockwise) azimuthal field encircling the star at mid-latitude.

The magnetic field is obviously more complex than a dipole, $\ell = 1$ modes enclosing only about 30 per cent of the poloidal field energy. The quadrupolar and octupolar terms (i.e. $\ell = 2$ and 3 modes) dominate the field distribution in the visible hemisphere and contain 40 per cent of the reconstructed poloidal field energy, while the remaining 30 per cent spreads into higher order terms. This is directly visible from Fig. 3; the radial field map features a main positive pole at high latitudes surrounded by an incomplete ring of negative field at low latitudes, reminiscent of a slightly tilted quadrupole or octupole. We also find that the reconstructed poloidal field is mostly axisymmetric with respect to the rotation axis; modes verifying $m < \ell/2$ are enclosing a dominant fraction (i.e. 60 per cent) of the poloidal field energy, while the non-axisymmetric modes (with $m > \ell/2$) contain no more than 30 per cent of the poloidal field energy. This is again fairly obvious from the reconstructed map of Fig. 3.

4 DISCUSSION AND CONCLUSION

Thanks to this new data set, we achieved a number of significant results relevant to dynamo processes and magnetic field generation in cool stars with shallow convective zones; We summarize them below and discuss their implications for the study of star/planet magnetic interactions in systems hosting close-in giant planets.

First, we obtained two completely independent estimates of the differential rotation at the surface of τ Boo. From the temporal distortion of the large-scale magnetic topology, we find that the latitudinal angular rotation shear is equal to $d\Omega = 0.50 \pm 0.12 \text{ rad d}^{-1}$, that is, about 8 to 10 times that of the Sun. This is in reasonable agreement with the estimate derived from the detailed shape of spectral lines and their Fourier transform, yielding $d\Omega = 0.35 \pm 0.10 \text{ rad d}^{-1}$. It unambiguously demonstrates that τ Boo is experiencing strong differential rotation at photospheric level; this is apparently a general trend of early G and F stars (e.g. Marsden et al. 2006; Reiners 2006). Our measurement is also the first direct and simultaneous confirmation that both methods employed up to now to investigate latitudinal shears on stellar surfaces are actually yielding consistent results. The rotation period at the equator of τ Boo is 3 d, i.e. about 10 per cent shorter than the orbital period of the giant planet. It confirms, in particular, the estimate first obtained by Catala et al. (2007); it also implies that the giant planet is synchronized with the surface of the star at a latitude of about 40° .

We also derived how the magnetic field is distributed at the surface of τ Boo. In particular, we find that the magnetic field is mostly poloidal despite the vigorous differential rotation. This is different than what Marsden et al. (2006) report for another cool star with a shallow convective zone (HD 171488), in which the magnetic field is apparently distributed roughly evenly between poloidal and toroidal field components; the main difference between both stars is the rotation rate, less than half as large for τ Boo than for HD 171488. The magnetic topology we reconstruct is grossly similar to (though much more accurate than) that derived by Catala et al. (2007) from a much sparser data set. There is, however, one major difference between both maps; while the radial field is predominantly positive and negative at high and low latitudes, respectively, in our image, the opposite holds in the 2006 image reconstructed by Catala et al. (2007). A similar polarity inversion is observed for the two other field components between the 2006 and 2007 images. Check stars with known magnetic polarities observed during both runs demonstrate that this global polarity switch is not due to instrumental or data reduction problems and can only be attributed to τ Boo itself.

This is the first time that a global magnetic polarity switch is observed in a star other than the Sun. Given that such events are

rather infrequent in the Sun (only once every 11 yr) and have never been detected yet in the 20 or so stars (of various spectral types) that have been observed more than once up to now (e.g. Donati et al. 2003b), we speculate that the magnetic cycle of τ Boo is likely shorter than that of the Sun. If the cycle period varies more or less linearly with the strength of differential rotation, we expect the period of the full magnetic cycle (22 yr in the case of the Sun) to be of the order of 2–3 yr in τ Boo; this argues for renewed and regular spectropolarimetric observations of τ Boo to monitor the evolution of the magnetic field throughout a complete magnetic cycle. Given that the convective zone of τ Boo is very shallow and essentially reduces to a thin layer similar in nature to the solar tachocline (where the magnetic dynamo is expected to operate mostly), our result directly demonstrates that interface dynamos are indeed capable of producing oscillating magnetic topologies.

At this stage, there is not much we can say about activity putatively induced by the presence of the giant planet. There is actually no low-latitude magnetic features either facing the planet (at phase 0.5) or on the other side of the star (phase 0.0), i.e. in regions at which tidal effects are maximum. The main low-latitude magnetic features we detect are the negative radial and meridional field features at phases 0.13, 0.40, 0.60 and 0.93 (see Fig. 3); however, these features are apparently rotating faster than the planet orbital motion (being those from which differential rotation at low latitudes is estimated) and can therefore not be interpreted as due to a putative tidal bulge (rotating in phase with the orbital motion).

We find that activity signatures in usual spectral indexes (H α , Ca II H&K and infrared triplet lines) are very weak, smaller than 0.5 per cent of the unpolarized continuum; they are best visible in H α thanks to the higher spectrum quality around 700 nm (see Fig. 5) and reach a peak to peak amplitude of about 0.2 km s^{-1} (0.44 pm) only. Maximum H α emission (i.e. positive integrals over the residual spectra of Fig. 5) occurs roughly twice per rotation (at phases 0.1 and 0.7) and roughly coincide with the main low-latitude radial field features seen in the magnetic map; we therefore suspect that the two small activity enhancements we detect trace intrinsic activity from the star itself. It is unlikely that this activity is induced by the planet itself through tidal friction (also expected to produce two activity enhancements around phase 0.0 and 0.5); given that the stellar equator is rotating faster than the orbital motion, the tidal bulge is expected to be slightly ahead of the planet (shifted to negative orbital phases), i.e. the opposite of what we actually see. The near synchronization between the planet orbital motion and the star equatorial rotation (beat period of about 32 d) likely implies that the tidal bulge generates very little friction and features only a marginal misalignment with the star-planet direction. Magnetic reconnection triggered by the planet nevertheless remains a potential option for explaining the observed activity variations.

We note that τ Boo is apparently the first convincing case of a star whose rotation is synchronized with the orbital motion of its close-in giant planet. Following Zahn (1994) and Marcy et al. (1997), the time t_s (in yr) it takes for the planet to enforce corotation of the whole star can be approximated by

$$t_s = 4.5 \left(\frac{M}{m} \right)^2 \left(\frac{a}{R} \right)^6, \quad (2)$$

where M/m is the star-to-planet mass ratio (equal to about $350 \sin i$ for τ Boo) and a/R is the planet orbit semimajor axis relative to the radius of the star (equal to about 7.2 for τ Boo). Using $i = 40^\circ$, we obtain that $t_s \simeq 30 \text{ Gyr}$, i.e. much larger than the estimated lifetime of τ Boo (about 1 Gyr). Since we consider that the apparent spin-orbit synchronization between τ Boo and its close-in giant

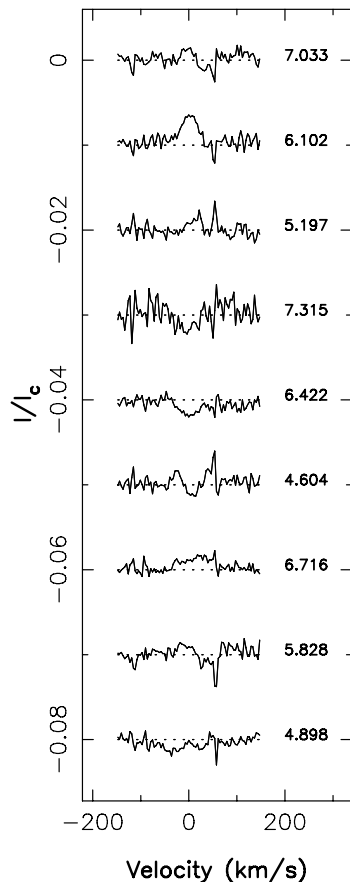


Figure 5. Residual $H\alpha$ signature as a function of orbital cycle. Profiles recorded on the same night were averaged together to reduce noise, and a mean $H\alpha$ profile was subtracted from each nightly average. This operation was performed on ESPaDOnS spectra only. The stray pixels at $+50 \text{ km s}^{-1}$ are due to a weak (and variable) telluric line.

planet is unlikely to be coincidental, we suspect the synchronization time-scale to be likely overestimated; one possible reason is that synchronization is not achieved on the whole star (as assumed by Zahn 1994) but only on a restricted volume close to the surface of the star, for example, the convective zone proper whose mass is estimated to less than 0.1 per cent that of the star. If the tidal effects induced by the close-in giant planet on its host star are strong enough to trigger synchronization of at least the shallow convective zone, they may also play a significant role in the dynamo processes operating in this thin layer.

More high-quality observations densely sampling the orbital and rotation cycles, carried out over a time-scale of typically a month, and repeated at least once a year, are required to go further along these tracks. Such data sets will first allow us to obtain a complete magnetic monitoring of the activity cycle of τ Boo and give us the opportunity to achieve the first such study on a star other than the

Sun. These data should also enable us to estimate the lifetime and recurrence rate of the activity enhancements that we detected on τ Boo; if these episodes turn out to be long-lived and synchronized with the orbital motion (rather than with the rotation rate at the stellar equator), they could be unambiguously attributed to the giant planet. Finally, carrying out similar observations on a sample of stars with and without planets to look for statistical differences between both subsamples will also be necessary to investigate in more details the impact of close-in giant planets on the dynamo processes of stars with shallow convective zones.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was based on observations obtained with ESPaDOnS at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) and with NARVAL at the Télescope Bernard Lyot (TBL). CFHT/ESPaDOnS are operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l’Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (INSU/CNRS) of France and the University of Hawaii, while TBL/NARVAL are operated by INSU/CNRS. We thank N. Letoumeur and J.-P. Michel for collecting the NARVAL data for us, and the CFHT and TBL staff for their help during the observations. We are grateful to the referee, A. Lanza, for providing comments that improved the manuscript.

REFERENCES

- Butler R. P., Marcy G. W., Williams E., Hauser H., Shirts P., 1997, *ApJ*, 474, L115
- Catala C., Donati J.-F., Shkolnik E., Bohlender D., Alecian E., 2007, *MNRAS*, 374, L42
- Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, *ApJ*, 533, L151
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati J.-F., Cameron A., Petit P., 2003a, *MNRAS*, 345, 1187
- Donati J.-F. et al., 2003b, *MNRAS*, 345, 1145
- Donati J.-F. et al., 2006, *MNRAS*, 370, 629
- Henry G. W., Baliunas S. L., Donahue R. A., Fekel F. C., Soon W., 2000, *ApJ*, 531, 415
- Leigh C., Cameron A., Horne K., Penny A., James D., 2003, *MNRAS*, 344, 1271
- McIvor T., Jardine M., Holzwarth V., 2006, *MNRAS*, 367, L1
- Marcy G., Butler R., Williams E., Bildsten L., Graham J., Ghez A., Jemigan J., 1997, *ApJ*, 481, 926
- Marsden S., Donati J.-F., Semel M., Petit P., Carter B., 2006, *MNRAS*, 370, 468
- Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 384, 77
- Moutou C. et al., 2007, *A&A*, 473, 651
- Reiners A., 2006, *A&A*, 446, 267
- Reiners A., Schmitt J., 2002, *A&A*, 384, 155
- Romanova M. M., Lovelace R. V. E., 2006, *ApJ*, 645, L73
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., 2003, *ApJ*, 597, 1092
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., Gu P., Kürster M., 2005, *ApJ*, 622, 1075
- Shkolnik E., Bohlender D., Walker G., Cameron A., 2008, *ApJ*, in press (astro-ph/0712.0004)
- Zahn J.-P., 1994, *A&A*, 288, 829

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis – II. A second magnetic polarity reversal

R. Fares,^{1,2★} J.-F. Donati,^{1★} C. Moutou,^{2★} D. Bohlender,^{3★} C. Catala,^{4★} M. Deleuil,^{2★} E. Shkolnik,^{5★} A. C. Cameron,^{6★} M. M. Jardine^{6★} and G. A. H. Walker^{7★}

¹LATT-UMR 5572, CNRS & Univ. P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

²LAM-UMR 6110, CNRS & Univ. de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13013 Marseille, France

³HIA/NRC, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada

⁴LESIA-UMR 8109, CNRS & Univ. Paris VII, 5 Place Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France

⁵Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road, NW, Washington, DC 20015-130, USA

⁶School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews KY16 9SS

⁷1234 Hewlett Place, Victoria, BC V8S 497, Canada

Accepted 2009 June 9. Received 2009 June 9; in original form 2009 April 27

ABSTRACT

In this paper, we present new spectropolarimetric observations of the planet-hosting star τ Bootis, using ESPaDOnS and Narval spectropolarimeters at Canada–France–Hawaii Telescope and Telescope Bernard Lyot, respectively.

We detected the magnetic field of the star at three epochs in 2008. It has a weak magnetic field of only a few gauss, oscillating between a predominant toroidal component in January and a dominant poloidal component in June and July. A magnetic polarity reversal was observed relative to the magnetic topology in 2007 June. This is the second such reversal observed in 2 years on this star, suggesting that τ Boo has a magnetic cycle of about 2 years. This is the first detection of a magnetic cycle for a star other than the Sun. The role of the close-in massive planet in the short activity cycle of the star is questioned.

τ Boo has a strong differential rotation, a common trend for stars with shallow convective envelope. At latitude 40° , the surface layer of the star rotates in 3.31 d, equal to the orbital period. Synchronization suggests that the tidal effects induced by the planet may be strong enough to force at least the thin convective envelope into corotation.

τ Boo shows variability in the Ca II H & K and H α throughout the night and on a night-to-night time-scale. We do not detect enhancement in the activity of the star that may be related to the conjunction of the planet. Further data are needed to conclude about the activity enhancement due to the planet.

Key words: stars: activity – stars: individual: τ Boo – stars: magnetic fields – planetary systems.

1 INTRODUCTION

Hot Jupiters (HJ) are giant planets orbiting their stars with very short orbital period (less than 10 d), having masses comparable to or larger than that of Jupiter. They represent about 25 per cent of all discovered extrasolar planets. Their proximity to their parent

stars likely influences their orbital evolution and internal structure; a variety of interactions (generically called star–planet interactions or SPI) are also expected to occur.

Observations suggest that some HJ systems undergo episodes of enhanced variability in their activity (e.g. central emission in Ca II H & K or Balmer lines) (Shkolnik, Walker & Bohlender 2003; Shkolnik et al. 2005) or in their mean optical brightness (Walker et al. 2008). These SPI episodes are apparently phase shifted with orbital conjunctions (Shkolnik et al. 2005); they are also reported to exhibit longer term fluctuations, suggesting an intermittent (“on–off”) nature of SPI (Shkolnik et al. 2008).

Two types of interactions were proposed to qualitatively explain the observations: magnetic and tidal interactions (Cuntz, Saar &

*E-mail: rfares@ast.obs-mip.fr (RF); donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); claire.moutou@oamp.fr (CM); david.bohlender@nrc-cnrc.gc.ca (DB); claude.catala@obspm.fr (CC); magali.deleuil@oamp.fr (MD); shkolnik@dtm.ciw.edu (ES); acc4@st-andrews.ac.uk (ACC); mmj@st-andrews.ac.uk (MMJ); gordonwa@uvic.ca (GAHW)

Musielak 2000). Magnetic SPI can induce reconnection events between the magnetic field lines of the star and those of the planet; the result is a modulation of the stellar activity with the orbital period. Tidal interactions result in two tidal bulges on the star, and thus enhanced activity will be modulated by half the orbital period. Potential phase lags (between the orbital conjunction and the epochs of activity variability enhancement) may result from the tilt of the magnetic axis relative to the rotational one (McIvor, Jardine & Holzwarth 2006); other scenarios of interaction may also explain this, as adopting the Alfvén wing model (Preusse et al. 2006) or considering a non-potential magnetic field configuration for the closed corona of the star (Lanza 2008). Simulations of Ca II H & K light curves of an HJ hosting star also show that the interactions depend on the configuration of the magnetic field which the planet crosses, and thus disappearance of the SPI may be explained by a change of the stellar magnetic field (Cranmer & Saar 2007).

The magnetic field of the star is therefore expected to play a key role in these interactions, either by triggering them directly (magnetic interactions) or by tracing them indirectly (tidal interactions influencing the generation of the magnetic field, for example, by enhancing the shear at the base of the convective envelope). The study of the global magnetic field of HJ hosting stars thus appears as a promising tool to quantitatively investigate these SPIs.

With a massive HJ orbiting in 3.31 d at 0.049 au (Butler et al. 1997; Leigh et al. 2003), the F7 star τ Boo is a good candidate for our study. It has a shallow outer convective envelope of about $0.5 M_{\star}$, while the mass of the planet is about $6 M_{\oplus}$. This star has moderate-intrinsic activity (Shkolnik et al. 2005, 2008), suggesting that it may be a good candidate for detecting any planet-induced activity signatures (of presumably very low amplitude). τ Boo has a weak magnetic field of a few gauss (Catala et al. 2007; Donati et al. 2008), that switched its polarity in an year, which makes the study of the magnetic field of this star interesting.

We present in this paper a new multi-epoch spectropolarimetric study of τ Bootis. The modelling of the large-scale magnetic field of the star, its differential rotation and its activity is presented in Sections 3, 4 and 5. We draw some conclusions in Section 6.

2 OBSERVATIONS

Spectropolarimetric data of τ Bootis were collected using ESPaDOnS and Narval. ESPaDOnS is a high-resolution spectropolarimeter installed at the 3.6-m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) in Hawaii. Narval is a twin instrument, installed at the 2-m Telescope Bernard Lyot (TBL) in France. The spectra obtained using both instruments span the whole optical domain (370 to 1048 nm), having a resolution of about 65 000. Each spectrum consists of four subexposures taken in different configurations of the polarimeter waveplates, in order to perform a full circular polarization analysis. Data were reduced using a fully automatic reduction tool Libre-Esprit, installed at the CFHT and the TBL. It extracts unpolarized (Stokes I) and circular polarized (Stokes V) spectra of the stellar light. A null spectrum (labelled N) is also produced to confirm that the detected polarization is real and not due to spurious instrumental or reduction effects (Donati et al. 1997).

We collected 67 spectra on three separate runs in 2008. The first run was on ESPaDOnS from January 19 to January 29; 40 spectra were collected having a good signal-to-noise ratio (S/N) (1404/2160 around 700 nm) and permitting a good coverage of the rotation cycle of the star. The two other runs were on Narval on June (21–28) and July (10–24). The Stokes V signatures that were detected in 2008 June are small (see Fig. 2); the S/N around 700 nm vary from

858 to 2118, and from 898 to 1901 for the 19 collected spectra in 2008 July (bad weather condition prevailed on 2008 July 23). The complete log is given in Table 1 for the ESPaDOnS run, and in Table 2 for the Narval runs. All data are phased with the same orbital ephemeris as that of Catala et al. (2007) and Donati et al. (2008):

$$T_0 = \text{HJD } 245\,3450.984 + 3.312\,45E, \quad (1)$$

with phase 0.0 indicating the first conjunction (i.e. with the planet farthest from the observer).

The Zeeman signatures of τ Boo are extremely small. We use least-squares deconvolution (LSD) to improve the S/N of our data. This technique consists of deconvolving the observed spectra using a line mask. The line mask was computed using a Kurucz model atmosphere with solar abundances; effective temperature and logarithmic gravity (in cm s^{-2}) are set to 6250 K and 4.0, respectively. The line mask includes most moderate to strong lines present in the optical domain (those featuring central depths larger than 40 per cent of the local continuum, before any macro turbulent or rotational broadening, about 4000 lines throughout the whole spectral range) but excludes the strongest, broadest features, such as Balmer lines, whose Zeeman signature is strongly smeared out compared to those of narrow lines. The typical multiplex gain for the polarization profiles is between 25 and 30, implying noise levels in LSD polarization profiles as low as 20 parts per million (ppm).

Radial velocities (RV) of the star can be obtained by fitting the Stokes I profiles (unpolarized profiles) with a Gaussian to each profile. The values we obtain are in good agreement with the expectations (Fig. 1), when using the orbital ephemeris of Catala et al. (2007). All spectra are automatically corrected from spectral shifts resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations) using telluric lines as a reference. Though not perfect, this procedure allows spectra to be secured with RV precision of better than 30 m s^{-1} (Moutou et al. 2007; Morin et al. 2008b). All spectra are corrected from the orbital motion.

3 MAGNETIC MODELLING

3.1 Model description

We use Zeeman Doppler Imaging (ZDI) to get magnetic maps of τ Boo and an estimation of its differential rotation. ZDI is a tomographic imaging technique; it consists of inverting series of Stokes V profiles into a map of the parent magnetic topology, i.e. both the location of magnetic spots and the orientation of the field lines. We use the most recent version of the code (Donati et al. 2006), which describes the field by its poloidal and toroidal components, both expressed in terms of spherical harmonic expansions. This has the advantage that both simple and complex magnetic topologies can be reconstructed. The energy of axisymmetric ($l < m/2$) and non-axisymmetric modes is easily calculated from the coefficients of the spherical harmonics.

The surface of the star is decomposed into 50 000 small cells of similar area. The procedure takes into account the contribution of each cell to the reconstructed profile. This is done by iteratively comparing the synthetic profile to the observed one, until they match within the error bars (i.e. reduced chi-square $\chi_r^2 \sim 1$). Since the inversion problem is ill-posed, we use Maximum Entropy as a criterion that ensures a unique solution.

The models we use for computing the local Stokes I and V profiles associated with each grid cell are quite simple. Stokes I is modelled by a Gaussian with a full width at half-maximum (FWHM)

Table 1. Journal of 2008 January observations obtained with ESPaDOnS. Columns 1–8 sequentially list the UT date, the heliocentric Julian date and UT time (both at mid-exposure), the complete exposure time, the peak S/N (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) of each observation (around 700 nm), the orbital cycle (using the ephemeris given by equation 1), the RV associated with each exposure and the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level I_c and per 1.8 km s^{-1} velocity bin) in the circular polarization profile produced by LSD.

Date (2008)	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	Cycle (312+)	v_{rad} (km s^{-1})	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)
19 Jan	486.084820	14:01:58	4× 100	1404	0.4880	−16.325	0.27
19 Jan	486.092120	14:12:28	4× 100	1420	0.4902	−16.331	0.26
20 Jan	487.070470	13:41:10	4× 160	1500	0.7855	−16.807	0.26
20 Jan	487.080380	13:55:26	4× 160	1590	0.7885	−16.801	0.24
20 Jan	487.090870	14:10:33	4× 160	1685	0.7917	−16.798	0.23
21 Jan	488.036410	12:52:00	4× 235	1826	1.0772	−16.156	0.21
21 Jan	488.050970	13:12:59	4× 235	1808	1.0815	−16.143	0.21
21 Jan	488.064370	13:32:16	4× 235	1850	1.0856	−16.135	0.21
21 Jan	488.160300	15:50:23	4× 235	1871	1.1146	−16.063	0.20
21 Jan	488.173630	16:09:35	4× 235	1704	1.1186	−16.054	0.23
21 Jan	488.184770	16:25:38	4× 125	1245	1.1219	−16.046	0.31
22 Jan	489.040310	12:57:31	4× 240	1767	1.3802	−16.083	0.22
22 Jan	489.053420	13:16:23	4× 240	1869	1.3842	−16.092	0.21
22 Jan	489.067010	13:35:57	4× 240	1972	1.3883	−16.101	0.19
22 Jan	489.160330	15:50:19	4× 240	2064	1.4165	−16.160	0.18
22 Jan	489.173410	16:09:09	4× 240	2088	1.4204	−16.171	0.18
22 Jan	489.186580	16:28:07	4× 240	1979	1.4244	−16.176	0.19
23 Jan	490.046950	13:06:57	4× 260	1855	1.6841	−16.808	0.21
23 Jan	490.061030	13:27:13	4× 260	1864	1.6884	−16.809	0.21
23 Jan	490.075200	13:47:38	4× 260	1848	1.6926	−16.810	0.21
23 Jan	490.159790	15:49:25	4× 230	1823	1.7182	−16.825	0.21
23 Jan	490.172450	16:07:39	4× 230	1830	1.7220	−16.824	0.21
23 Jan	490.185120	16:25:54	4× 230	1760	1.7258	−16.826	0.22
24 Jan	491.062630	13:29:24	4× 230	2160	1.9907	−16.362	0.17
24 Jan	491.104600	14:29:50	4× 180	1830	2.0034	−16.317	0.21
26 Jan	493.046930	13:06:33	4× 240	1685	2.5898	−16.593	0.21
26 Jan	493.060120	13:25:33	4× 240	1686	2.5938	−16.609	0.20
26 Jan	493.073290	13:44:31	4× 240	1704	2.5977	−16.615	0.20
26 Jan	493.161890	15:52: 5	4× 220	1698	2.6245	−16.708	0.22
26 Jan	493.174080	16:09:38	4× 220	1748	2.6282	−16.724	0.21
26 Jan	493.186500	16:27:31	4× 220	1689	2.6319	−16.728	0.22
27 Jan	494.046290	13:05:31	4× 240	1264	2.8915	−16.677	0.26
27 Jan	494.059860	13:25:03	4× 240	1410	2.8956	−16.657	0.22
27 Jan	494.072960	13:43:55	4× 240	1367	2.8995	−16.650	0.23
27 Jan	494.160790	15:50:23	4× 220	1502	2.9260	−16.579	0.24
27 Jan	494.173120	16:08:09	4× 220	1430	2.9298	−16.579	0.26
27 Jan	494.185340	16:25:44	4× 220	1573	2.9335	−16.569	0.25
29 Jan	496.118430	14:49:09	4× 300	1461	3.5170	−16.412	0.23
29 Jan	496.134930	15:12:54	4× 300	1426	3.5220	−16.420	0.23
29 Jan	496.150890	15:35:54	4× 300	1847	3.5268	−16.452	0.19

of 11 km s^{-1} . Stokes V is modelled assuming the weak field approximation, i.e. $V \propto g B_{\text{los}} dI/dv$ where B_{los} is the line-of-sight projected magnetic field at a selected point at the surface of the star and g is the mean Landé factor (set to 1.2). The magnetic field detected on τ Boo (5–10 G; Catala et al. 2007; Donati et al. 2008) demonstrates that this approximation is valid.

3.2 Magnetic maps

Given the projected equatorial velocity of τ Boo ($v_e \sin i = 15.9 \text{ km s}^{-1}$) and the FWHM of the local profile intensity of 11 km s^{-1} , there are approximately nine spatial resolution elements around the equator. In practice, the information added to the maps when considering a degree of spherical harmonics greater than 8 is

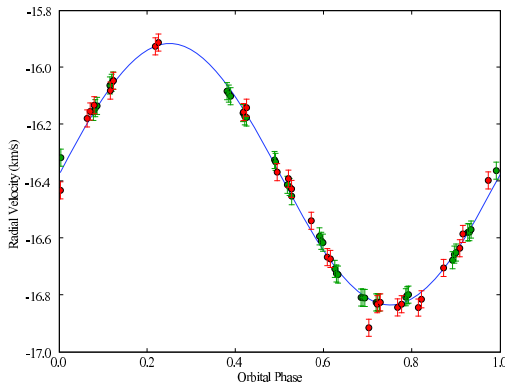
of little significance; we therefore use $l_{\text{max}} = 8$. As in Catala et al. (2007), the inclination angle of the rotation axis of the star with respect to the line-of-sight is assumed to be $i = 40^\circ$. Fitting the N (null) profiles (instead of Stokes V profiles) assuming no magnetic field at the surface of the star gives a χ_r^2 level varying between 0.85 and 0.9 depending on the epoch (indicating that our error bars are slightly overestimated by about 5 per cent). We therefore fit all our Stokes V data to a level of $\chi_r^2 = 0.9$.

3.2.1 2008 January

The observed and reconstructed Stokes V profiles of 2008 January are shown in Fig. 2 (top panel). The signatures vary strongly in shape and amplitudes over rotational phases (e.g. signatures of January

Table 2. Journal of June and July observations obtained with Narval. Columns 1–8 indicate the same parameters as in Table 1.

Date (2008)	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	Cycle (+358)	v_{rad} (km s $^{-1}$)	σ_{LSD} ($10^{-4} I_{\odot}$)
21 June	639.358680	20:33:14	4×300	858	0.7600	−16.868	0.45
21 June	639.381310	21: 5:49	4×600	1200	0.7669	−16.843	0.32
21 June	639.411470	21:49:16	4×600	1359	0.7760	−16.832	0.28
22 June	640.362370	20:38:39	4×300	1471	1.0630	−16.179	0.24
22 June	640.384990	21:11:14	4×600	1997	1.0699	−16.154	0.18
22 June	640.415150	21:54:39	4×600	2118	1.0790	−16.132	0.17
25 June	643.375010	20:57:10	4×600	1660	1.9725	−16.397	0.22
27 June	645.358100	20:33: 2	4×300	1374	2.5712	−16.538	0.25
28 June	646.351660	20:23:53	4×300	1363	2.8712	−16.704	0.25
10 July	658.351740	20:25:20	4×600	1873	6.4939	−16.368	0.19
14 July	662.352640	20:27: 6	4×600	1355	7.7017	−16.914	0.28
15 July	663.348890	20:21:49	4×600	1810	8.0025	−16.432	0.20
17 July	665.352950	20:27:54	4×450	1880	8.6075	−16.666	0.20
17 July	665.376170	21: 1:20	4×450	1843	8.6145	−16.673	0.20
18 July	666.347980	20:20:52	4×450	1901	8.9079	−16.635	0.19
18 July	666.371210	20:54:18	4×450	1854	8.9149	−16.585	0.19
19 July	667.374180	20:58:42	4×450	1492	9.2177	−15.925	0.26
19 July	667.397390	21:32: 8	4×450	1196	9.2247	−15.912	0.33
20 July	668.373790	20:58:15	4×450	1050	9.5194	−16.390	0.36
20 July	668.397020	21:31:43	4×450	1229	9.5265	−16.427	0.32
21 July	669.349580	20:23:31	4×450	1172	9.8140	−16.843	0.32
21 July	669.372800	20:56:57	4×450	1259	9.8210	−16.814	0.30
22 July	670.348550	20:22: 9	4×450	1846	10.1156	−16.081	0.19
22 July	670.371770	20:55:35	4×450	1791	10.1226	−16.047	0.20
23 July	671.348660	20:22:25	4×450	898	10.4175	−16.156	0.49
23 July	671.371890	20:55:53	4×450	571	10.4245	−16.141	1.03
24 July	672.352850	20:28:34	4×450	1717	10.7207	−16.832	0.21
24 July	672.376080	21: 2: 2	4×450	1649	10.7277	−16.825	0.23

**Figure 1.** RV of τ Boo derived from our Narval (red dots) and ESPaDONS (green dots) spectra as a function of orbital phase, with their error bars (20–30 m s $^{-1}$). The RV model plotted here (blue full line) corresponds to our fit of the data, giving orbital solution compatible with those in the literature (Butler et al. 2006).

20 compared to those of January 22), which suggests a complex magnetic topology. Reconstructed profiles fit the observed ones within the error bars. The corresponding magnetic map is shown in Fig. 3 (second column).

τ Boo has a weak surface magnetic field of just a few gauss, reaching a maximum strength at the surface of the star of

about 5 to 10 G. The toroidal field dominates (contributing to 62 per cent of the total magnetic energy) in the form of a ring of mainly axisymmetric azimuthal field encircling the whole star. The radial poloidal field shows a more complex topology, with two regions of negative polarity at intermediate latitudes, and a positive one. None of those magnetic regions dominates the others, contrary to 2007 June (when the positive polarity contributes more than the negative polarity). Axisymmetric modes enclose 20 per cent of the poloidal field energy (see Table 3).

3.2.2 2008 June

Figs 2 and 3 show the reconstructed Stokes V profiles and map of τ Boo for 2008 June data (left-bottom panel in Fig. 2 and third column in Fig. 3).

Phase coverage is poor. Unlike in 2008 January, the dominant component of the field is the poloidal one, enclosing 87 per cent of the total magnetic energy: the reconstructed map shows, for the radial field, three regions of positive polarity at low and intermediate latitudes and two dominant regions of negative polarity at intermediate and high latitudes. The absence of any reconstructed feature in the interval of phases 0.10 to 0.55 is an effect of the poor phase coverage at this epoch. For the poloidal field, axisymmetric and non-axisymmetric modes have almost the same contribution to the poloidal energy (~ 33 per cent), while axisymmetric modes dominate the toroidal field (enclosing 68 per cent of the toroidal field energy).

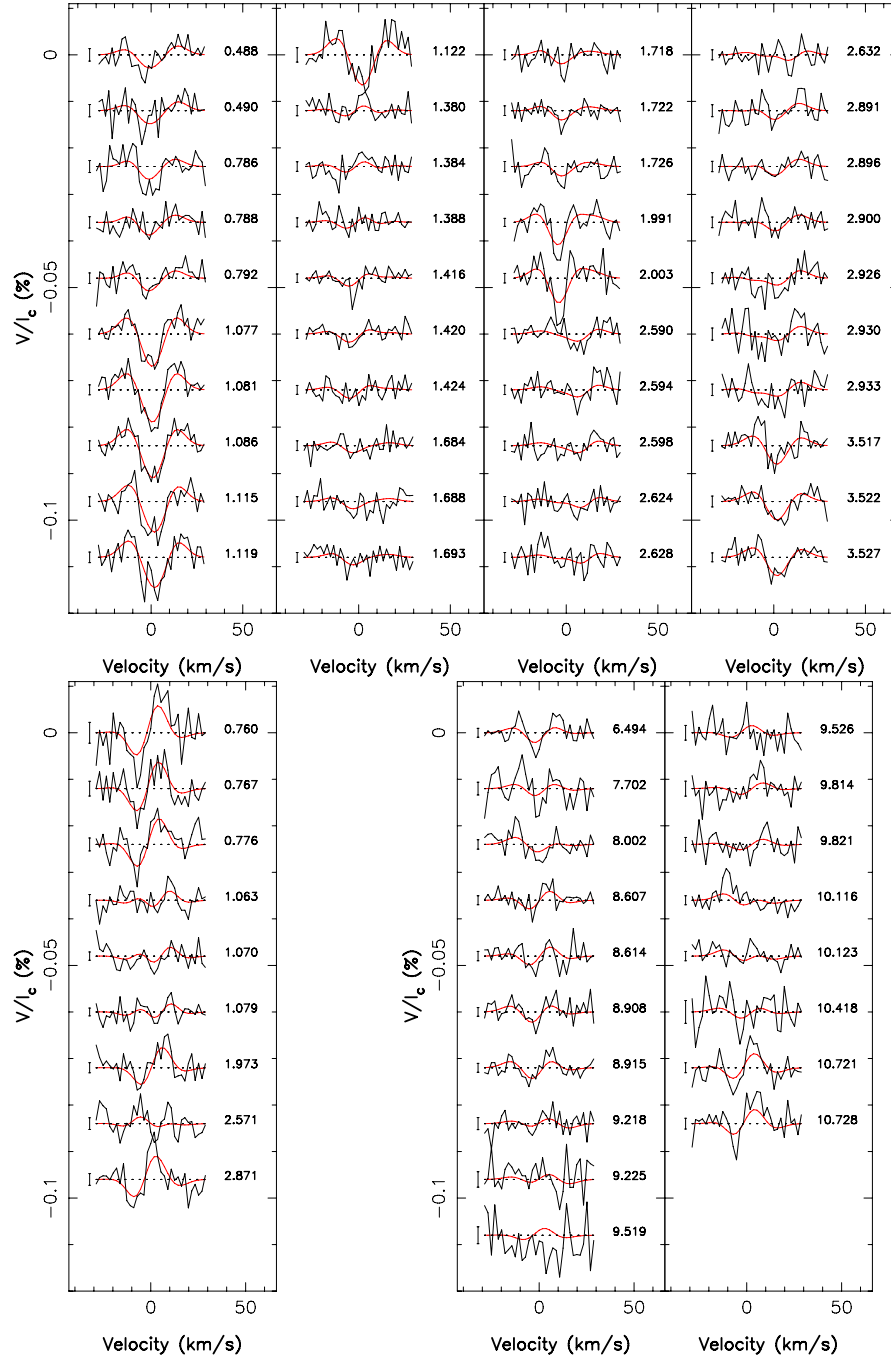


Figure 2. Maximum-entropy fits (thin red line) to the observed Stokes V LSD profiles (thick black line) of τ Boo for 2008 January (top), 2008 June (bottom left) and 2008 July (bottom right) are displayed. The orbital cycle of each observation (as listed in Tables 1 and 2) and 1σ error bars are also shown next to each profile.

3.2.3 2008 July

The reconstructed profiles for 2008 July fit the observations at χ_r^2 of 0.9 (see the right-bottom panel of Fig. 2). The data cover four rotation periods, and are well sampled over the rotational cycle. The

reconstructed map shows a field of a few gauss, mainly poloidal (91 per cent of the energy), with a weak toroidal component (right-hand column of Fig. 3). The radial field shows a net negative polarity region around the pole, another one at low latitudes and three positive regions at intermediate latitudes.

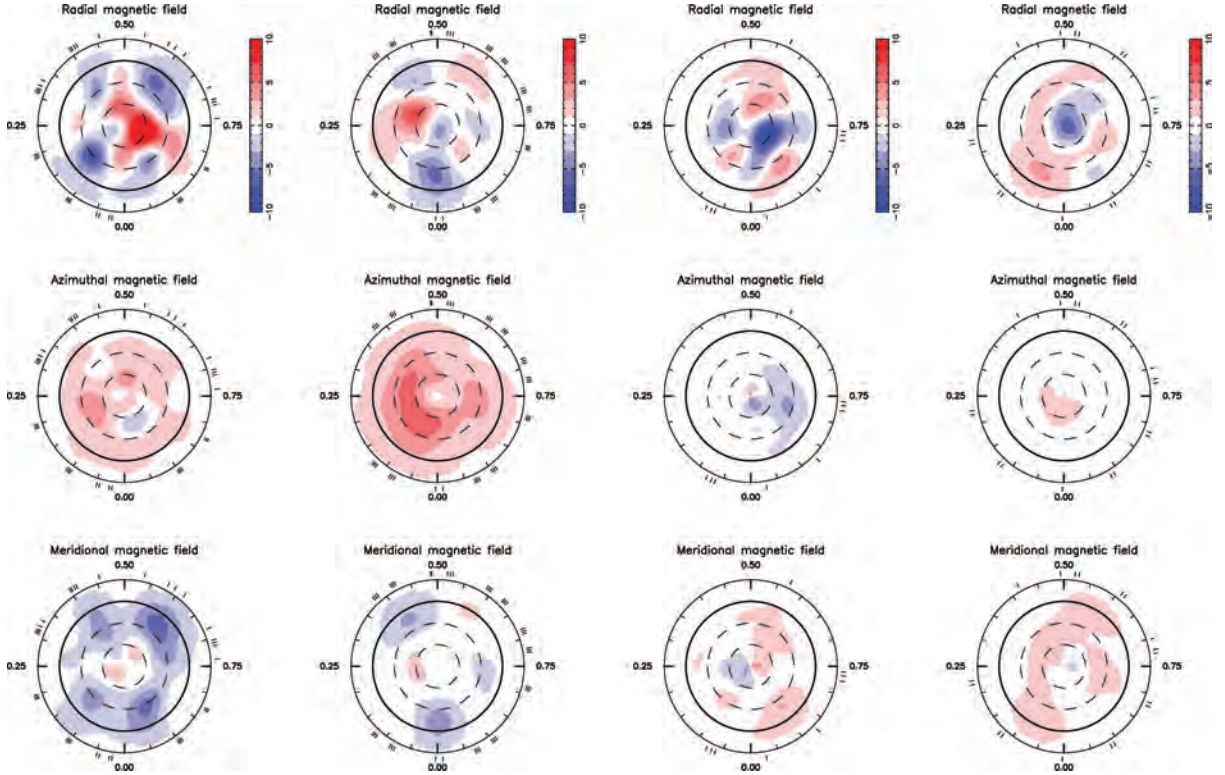


Figure 3. Maximum-entropy reconstructions of the large-scale magnetic topology of τ Boo as derived from our 2008 January (second column), 2008 June (third column) and 2008 July (right-hand column) data sets are displayed. The radial, azimuthal and meridional components of the field (with magnetic flux values labelled in G). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate orbital phases of observations. The 2007 June magnetic map of τ Boo (Donati et al. 2008) is added in the left-hand column to ease comparison.

Table 3. Average magnetic field on the surface of the star, percentage of the toroidal energy relative to the total one, percentage of the energy contained in the axisymmetric modes of the poloidal component and percentage of the energy contained in the modes of $l \leq 2$ of the poloidal component for each epoch of observation. Data for June 2007 are taken from Donati et al. (2008).

	B (G)	% toroidal	% axisymmetric modes in poloidal	% $l \leq 2$ in poloidal
2007 June	3.7	17	60	52
2008 January	3.1	62	20	50
2008 June	2.3	13	36	36
2008 July	1.7	9	62	47

4 DIFFERENTIAL ROTATION

4.1 Method

To get an estimation of the differential rotation, we use the method described by Donati, Cameron & Petit (2003) and Morin et al. (2008a). We first consider that the rotation at the surface of the star follows

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

where $\Omega(\theta)$ and Ω_{eq} are, respectively, the angular velocities at a latitude θ and at the equator, and $d\Omega$ is the difference in rotation rate between the pole and the equator. When the star is differen-

tially rotating, magnetic regions will produce spectral signatures that do not repeat identically from one rotation to another. Measuring the recurrence rate from magnetic regions located at various latitudes gives access to the amount of surface shear. For each pair of $(\Omega_{\text{eq}}, d\Omega)$, we reconstruct a magnetic image at a given information content. We then choose the pair of parameters that produce the best fit to the data and thus give the smallest χ_r^2 . In practice, when differential rotation is detected in the data, values of χ_r^2 for all the reconstructed maps form a paraboloid, whose fit yields the optimum differential rotation parameters. Donati et al. (2008) applied this method on τ Boo and found $\Omega_{\text{eq}} = 2.10 \pm 0.04 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.50 \pm 0.12 \text{ rad d}^{-1}$ as parameters of its differential rotation.

4.2 Results

For 2008 January, our data covered about three rotations. The differential rotation parameters we find are $\Omega_{\text{eq}} = 1.86 \pm 0.02 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = -0.18 \pm 0.07 \text{ rad d}^{-1}$, implying apparently an anti-solar differential rotation (very scarcely or never observed in F stars; Reiners 2007). The field for 2008 January is mainly toroidal, i.e. the component providing the strongest contribution to the energy is the azimuthal one; being mostly axisymmetric, this component does not carry much information about the differential rotation. We therefore decided to estimate the parameters of differential rotation using the radial field map only. The parameters we obtain for this second fit are $\Omega_{\text{eq}} = 1.93 \pm 0.02 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.28 \pm 0.10 \text{ rad d}^{-1}$, more compatible with the results of Donati et al. (2008).

For 2008 June and July, the paraboloids are well defined, giving approximately the same parameters for the differential rotation. $\Omega_{\text{eq}} = 2.05 \pm 0.04 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.42 \pm 0.10 \text{ rad d}^{-1}$ for 2008 June, and $\Omega_{\text{eq}} = 2.12 \pm 0.12 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.5 \pm 0.15 \text{ rad d}^{-1}$ for 2008 July. It implies that τ Boo rotates in 3 d at the equator while in 3.9 d at the poles. The orbital period being 3.31 d, we infer that latitude $\sim 38^\circ$ is rotating synchronously with the planet orbital motion, in agreement with the results of Donati et al. (2008).

5 ACTIVITY INDICATORS

We also studied the variation of the residual emission of various activity proxies (in particular H α , Ca II H & K). This is done for our three runs by calculating a mean profile (per spectral line) for all the spectra, subtracting it from each spectrum, and then calculating the equivalent width of the residual emission by fitting this residual with a Gaussian profile (we find that this procedure minimizes the error bar on the estimated flux). The signatures of the residual emission for Ca II H & K are extremely small (smaller than 0.5 per cent of the unpolarized continuum). Thanks to the better quality of the spectra around 700 nm, H α shows more accurate signatures. The activity variations show similar trends in Ca II H & K and H α (see Fig. 4); a clear positive correlation is observed between both activity indicators.

τ Boo shows intrinsic variability during each night and a night-to-night variability. The clearest trend of January data is a long-term evolution over 10 d unrelated to either the rotational period or the orbital period. To investigate the period on which the activity varies, we fitted the activity residuals using a single sine wave. The fit for all the observed epochs is poor. A small enhancement is observed

around the orbital phase 0.8, but it is not significant because of the high intrinsic variability of the star. This enhancement is no longer visible once the long-term trend is removed.

6 DISCUSSION AND CONCLUSION

We observed τ Boo during three epochs in 2008: January, June and July and reconstructed the corresponding magnetic maps. A weak magnetic field (maximum intensity 5–10 G) is present at the surface of the star, whose configuration varies from epoch to epoch (i.e. on a time-scale of months). As for 2006 June (Catala et al. 2007) and 2007 June (Donati et al. 2008), the field shows a dominant poloidal component in 2008 June and July, but it is predominantly toroidal in 2008 January. Table 3 lists the main field properties at each epoch.

Our observations reveal a new global magnetic polarity reversal between 2007 June and 2008 June [following the one reported in Donati et al. (2008) that occurred between 2006 June and 2007 June]. This switch is observed for the three components of the field. In 2008 June, radial field shows positive magnetic regions near the pole and negative ones at lower latitudes, while the opposite is observed for 2007 June (Donati et al. 2008). The change in polarity is also observed for both azimuthal and meridional fields. The 2008 July map confirms this conclusion.

Our observation in 2008 January shows that the field has evolved compared to 2007 June, but features no global polarity switch. This suggests that the magnetic cycle of τ Boo is of about 2 yr, much shorter than that of the Sun (~ 22 yr). Comparing 2007 June and 2008 January maps, the azimuthal field becomes stronger in the latter and the radial field weaker, showing a dephasing between the poloidal and toroidal fields, as for the Sun (Charbonneau 2005).

To carry out a slightly more quantitative analysis, we calculated the (signed) magnetic flux for the radial and azimuthal components on the Northern hemisphere of the star. In the particular case of B_r , the magnetic flux is counted positive for latitudes higher than 30° and negative for latitudes between 0° and 30° to take into account the contribution of both dipolar and quadrupolar terms of the poloidal field. We simultaneously fitted the two fluxes with sine waves of equal period, the period being varied over a range of 100–900 d. We find that the best fit is obtained at 800 d (2.2 yr) (Fig. 5) and at 250 d (8 months); the 800 d minimum is broader and potentially more likely. This analysis also suggests that the toroidal field is shifted (by 18 per cent of the period of 250 d and 28 per cent of the period of 800 d) with respect to the poloidal field. A phase shift

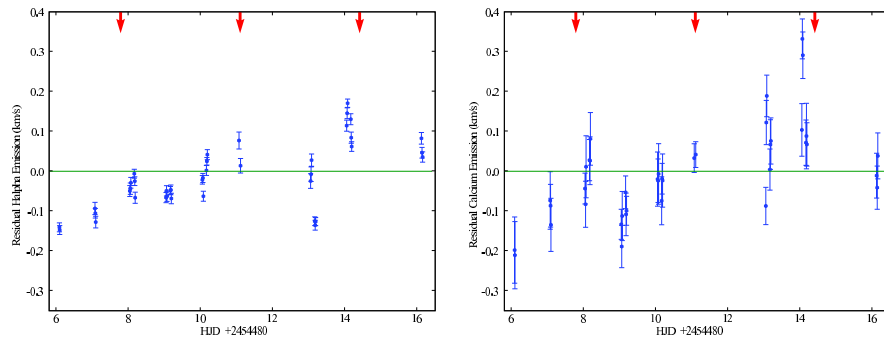


Figure 4. Residual signature of H α (left-hand panel) and calcium (right-hand panel) as a function of the Heliocentric Julian Date for the ESPaDOnS run 2008 January. Red arrows mark the time of opposition. The activity variations show similar trends in Ca II H & K and H α .

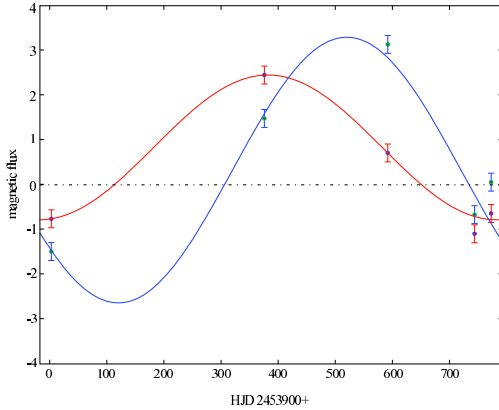


Figure 5. Fluxes of the radial field (red) and azimuthal field (blue) versus HJD, calculated for the Northern hemisphere of the star. In the particular case of B_r , the magnetic flux is counted positive for latitudes higher than 30° and negative for latitudes between 0° and 30° to take into account the contribution of both dipolar and quadrupolar terms of the poloidal field. The best sinusoidal fit for $P = 800$ d is plotted (see text for more details), using the same colours.

between the poloidal and toroidal components is also observed for the Sun (of 25 per cent of the cycle length; Charbonneau & MacGregor 1997; Jouve & Brun 2007). We can safely conclude that the cycle of τ Boo is at least 10 times shorter than that of the Sun. We caution that this result needs confirmation from additional data, e.g. obtaining a denser monitoring of the magnetic topology over several successive cycles.

We measured the differential rotation of the star for our three observed epochs. τ Boo has a strong one, the latitudinal angular rotation shear being $d\Omega = 0.46 \pm 0.08 \text{ rad d}^{-1}$. Our results are in good agreement with Donati et al. (2008). Catala et al. (2007) and Reiners (2006) also found similar results, using the Fourier Transform Method described by Reiners & Schmitt (2002). τ Boo's equator rotates in 3 d, while its pole rotates in 3.9 d. This means that a latitude at $\sim 40^\circ$ is synchronized with the planet. In contrast to the magnetic field, the differential rotation of τ Boo has not changed over 2 years of observations. This is similar to what is observed for the Sun. The average differential rotation calculated from four runs is $d\Omega = 0.43 \pm 0.12 \text{ rad d}^{-1}$. We note that in 2008 January run, the differential rotation measured from the radial component is only slightly weaker than (though still compatible with) the average differential rotation.

We find that activity signatures in usual spectral indexes are very weak (0.5 per cent of the unpolarized continuum). The star shows variability during the night, and from one night to another. The night-to-night variability shows the same trend in Ca II H & K and H α . We do not see a clear correlation of the residual emission with any sensible period. Our data do not allow us to detect potential activity enhancement due to the planet; such enhancement (if any) is smaller than the short- and long-term intrinsic variability that we see in the spectra.

τ Boo is nevertheless a good candidate to study SPI. This is the first star where a magnetic cycle is observed. The generation of the magnetic field of F-type stars is due to dynamo mechanisms, thought to be operating at the base of the convective envelope (the tachocline). τ Boo's observed magnetic cycle is accelerated compared to that of the Sun. Is it a result of the very shallow convection of τ Boo ($M_{\text{conv}} = 0.5 M_\odot$)? To answer this question, one has to

compare this result to other studies on similar stars (having shallow convective envelope). Marsden et al. (2006) and Jeffers & Donati (2008) studied the magnetic field of the G0 star HD 171488, which also features a shallow convective envelope and a strong level of differential rotation. They, however, did not notice any global changes in its magnetic field over 2 years; no magnetic polarity switch is observed over 4 years (Donati, private communication) which means that its magnetic cycle is longer than 8 years. One difference between τ Boo and HD 171488 is that the former is orbited by an HJ. The presence of the HJ at small orbital distance may be responsible for the accelerated cycle of τ Boo, by synchronizing the outer convective envelope of the star (due to tidal interactions) and enhancing the shear at the tachocline. Such a scenario should, however, be studied in details. The synchronicity of the outer envelope and its decoupling with the stellar interior are still not well understood. Simulations of the effect of a perturbation due to the planet in the dynamo generation will be attempted; observing more F stars, with and without HJ, and studying their magnetic cycles would permit us to give constraints to the models and draw conclusions on the effect of the planet.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is based on observations obtained with ESPaDOnS at the CFHT and with NARVAL at the TBL. CFHT/ESPaDOnS are operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (INSU/CNRS) of France and the University of Hawaii, while TBL/NARVAL are operated by INSU/CNRS. We thank J. Morin, V. Petit and G. Wade for collecting some of the ESPaDOnS data for us, and the CFHT and TBL staff for their help during the observations. We also thank the referee, A. Lanza, for valuable comments on the manuscript.

REFERENCES

- Butler R. P., Marcy G. W., Williams E., Hauser H., Shirts P., 1997, *ApJ*, 474, L115
 Butler R. P. et al., 2006, *ApJ*, 646, 505
 Catala C., Donati J.-F., Shkolnik E., Bohlender D., Alecian E., 2007, *MNRAS*, 374, L42
 Charbonneau P., 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, lrsp-2005-2
 Charbonneau P., MacGregor K. B., 1997, *ApJ*, 486, 502
 Cranmer S. R., Saar S. H., 2007, preprint (astro-ph/0702530)
 Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, *ApJ*, 533, L151
 Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
 Donati J.-F., Cameron A., Petit P., 2003, *MNRAS*, 345, 1187
 Donati J.-F. et al., 2006, *MNRAS*, 370, 629
 Donati J.-F. et al., 2008, *MNRAS*, 385, 1179
 Jeffers S. V., Donati J.-F., 2008, *MNRAS*, 390, 635
 Jouve L., Brun A. S., 2007, *A&A*, 474, 239
 Lanza A. F., 2008, *A&A*, 487, 1163
 Leigh C., Cameron A., Home K., Penny A., James D., 2003, *MNRAS*, 344, 1271
 Marsden S., Donati J.-F., Semel M., Petit P., Carter B., 2006, *MNRAS*, 370, 468
 McIvor T., Jardine M., Holzwarth V., 2006, *MNRAS*, 367, L1
 Morin J. et al., 2008a, *MNRAS*, 384, 77
 Morin J. et al., 2008b, *MNRAS*, 390, 567
 Moutou C. et al., 2007, *A&A*, 473, 651
 Preusse S., Kopp A., Büchner J., Motschmann U., 2006, *A&A*, 460, 317

- Reiners A., 2006, *A&A*, 446, 267
Reiners A., 2007, *Astron. Nachr.*, 328, 1034
Reiners A., Schmitt J., 2002, *A&A*, 384, 155
Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., 2003, *ApJ*, 597, 1092
Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., Gu P., Kürster M., 2005, *ApJ*, 622, 1075
- Shkolnik E., Bohlender D. A., Walker G. A. H., Collier Cameron A., 2008, *ApJ*, 676, 628
Walker G. A. H. et al., 2008, *A&A*, 482, 691

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.



Searching for star–planet interactions within the magnetosphere of HD 189733

R. Fares,^{1,2★} J.-F. Donati,^{1★} C. Moutou,^{2★} M. M. Jardine,^{3★} J.-M. Grießmeier,^{4★} P. Zarka,^{5★} E. L. Shkolnik,^{6★} D. Bohlender,^{7★} C. Catala^{5★} and A. C. Cameron^{3★}

¹LATT–UMR 5572, CNRS & Univ. P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F–31400 Toulouse, France

²LAM–UMR 6110, CNRS & Univ. de Provence, 38 rue Frédéric Juliot-Curie, F–13013 Marseille, France

³School of Physics and Astronomy, Univ. of St Andrews, St Andrews, Scotland KY16 9SS

⁴Netherlands Institute for Radio Astronomy, Postbus 2, 7990 AA, Dwingeloo, the Netherlands

⁵LESIA–UMR 8109, CNRS & Univ. Paris VII, 5 Place Janssen, F–92195 Meudon Cedex, France

⁶Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road, NW, Washington, DC 20015-130, USA

⁷HIA/NRC, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada

Accepted 2010 March 11. Received 2010 March 11; in original form 2010 February 15

ABSTRACT

HD 189733 is a K2 dwarf, orbited by a giant planet at 8.8 stellar radii. In order to study magnetospheric interactions between the star and the planet, we explore the large-scale magnetic field and activity of the host star.

We collected spectra using the ESPaDOnS and the NARVAL spectropolarimeters, installed at the 3.6-m Canada–France–Hawaii telescope and the 2-m Telescope Bernard Lyot at Pic du Midi, during two monitoring campaigns (2007 June and 2008 July).

HD 189733 has a mainly toroidal surface magnetic field, having a strength that reaches up to 40 G. The star is differentially rotating, with latitudinal angular velocity shear of $d\Omega = 0.146 \pm 0.049 \text{ rad d}^{-1}$, corresponding to equatorial and polar periods of $11.94 \pm 0.16 \text{ d}$ and $16.53 \pm 2.43 \text{ d}$, respectively. The study of the stellar activity shows that it is modulated mainly by the stellar rotation (rather than by the orbital period or the beat period between the stellar rotation and the orbital periods). We report no clear evidence of magnetospheric interactions between the star and the planet.

We also extrapolated the field in the stellar corona and calculated the planetary radio emission expected for HD 189733b, given the reconstructed field topology. The radio flux we predict in the framework of this model is time variable and potentially detectable with LOFAR.

Key words: stars: activity – stars: individual: HD 189733 – stars: magnetic field – planetary systems.

1 INTRODUCTION

Magnetic fields are present at different scales in the Universe, from planets, to stars, galaxies and galaxy clusters. Thanks to new high-resolution spectropolarimeters, we are able to study the large-scale magnetic field of stars, trying to understand not only its origin but also its implication in different stellar phenomena (stellar wind, magnetic braking, stellar cycles, ...). In Hot Jupiter (HJ) systems (giant planets orbiting close to their parent stars, i.e. with semi-

major axis of the planet lower than 0.1 au), the study of the stellar magnetic field is important to understand star–planet interactions (SPIs) and their effects on the evolution and properties of the system.

SPI can be of two types: magnetospheric (e.g. caused by reconstructions between the stellar and the planetary magnetic fields) or tidal (resulting from the proximity and masses of the two bodies). Cuntz, Saar & Musielak (2000) suggested that such interactions may enhance the stellar activity. Studying the activity of HJ hosting stars, Shkolnik, Walker & Bohlender (2003) and Shkolnik et al. (2005, 2008) concluded that not all the observed systems show hints of interactions and that for a single system with interactions, those interactions may be not observable during some observing epochs, yet observable at other times.

Different theoretical scenarios of magnetospheric interactions were proposed. Preusse et al. (2006) described SPI by adopting the Alfvén wind model. Lanza (2008) considered a non-potential

*E-mail: rim.fares@ast.obs-mip.fr (RF); donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); claire.moutou@oamp.fr (CM); mmj@st-andrews.ac.uk (MMJ); griessmeier@astron.nl (J-MG); philippe.zarka@obspm.fr (PZ); shkolnik@dtm.ciw.edu (ELS); david.bohlender@nrc-cnrc.gc.ca (DB); claude.catala@obspm.fr (CC); acc4@st-andrews.ac.uk (ACC)

magnetic field configuration for the closed corona of the star. To explain the ‘on-off’ nature of SPIs, Cranmer & Saar (2007) studied their signatures over many orbital cycles considering a cyclic stellar magnetic field. These signatures do not repeat exactly from orbit to orbit, nor from epoch to epoch. SPI is an intermittent phenomenon depending strongly on the configuration of the stellar field.

The study of the stellar magnetic field is therefore important to understand SPIs. We have started an observing program aimed at detecting and modelling the magnetic field of HJ hosting stars. Eleven systems are observed, having different stellar and planetary parameters. In this paper, we present the results for HD 189733. This system is interesting to study SPIs, with a short orbital period different from the stellar rotation period.

The properties of HD 189733 are listed in Section 2. In Sections 3 and 4, we will present our data, data analysis and magnetic modelling of the star. Results of its magnetic topology and differential rotation (DR) will also be presented. Stellar activity will be studied in Section 5. From magnetic maps of the stars obtained in Section 4, we will extrapolate the magnetic field in the stellar corona (Section 6), deduce the expected planetary radio emission (Section 7) and end with our conclusions (Section 8).

2 PROPERTIES OF HD 189733

HD 189733 is a well-known planet hosting star, discovered in 2005 by Bouchy et al. (2005). The K2V star is bright, nearby and active [$V = 7.7 T_{\text{eff}} = 5050 \pm 50$ K, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.03 \pm 0.04$ (Bouchy et al. 2005), $d = 19.3$ pc]. It has a mass of $0.82 \pm 0.03 M_{\odot}$ (Bouchy et al. 2005) and a radius $R_* = 0.76 \pm 0.01 R_{\odot}$ (Winn et al. 2007). Winn et al. (2006) measured $v \sin i$ ($2.97 \pm 0.22 \text{ km s}^{-1}$). The rotation period of the star was measured by different teams using photometry. Hébrard & Lecavelier Des Etangs (2006) found it to be about 11.8 d, while Winn et al. (2007) found quasi-periodic flux variations of 13.4 d period, which they attributed to the stellar rotation. These different values may be due to temporal variations in spots coupled to DR over stellar latitudes.

As the planet transits HD 189733, all the planetary parameters are well constrained. A recent review of the planetary orbit was done by Boisse et al. (2009). The inclination angle of the orbit is of $85.76^{\circ} \pm 0.29^{\circ}$, the planet has a mass of $1.13 \pm 0.03 M_{\text{jupiter}}$ and a radius of $1.154 \pm 0.032 R_{\text{jupiter}}$. It orbits the star every 2.2 185 733 \pm 0.000019 d in a circular orbit. The semi-major axis of the orbit is of 0.031 ± 0.001 au (Boisse et al. 2009, and references therein). Triaud et al. (2009) measured the projected spin-orbit misalignment angle and found it to be $0.85^{\circ}_{-0.28}^{+0.32}$, i.e. both orbital and stellar rotation axes are almost aligned.

3 OBSERVATIONS

We observed HD 189733 in 2007 June and 2008 July using ESPaDOnS and NARVAL spectropolarimeters, the former installed at the 3.6-m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) and the latter at the 2-m Telescope Bernard Lyot (TBL) at Pic du Midi. These spectropolarimeters provide spectra with a resolution of 65 000 which span the whole optical domain (370 to 1000 nm). Each polarization spectrum is extracted from a sequence of four subexposures, taken in different configurations of the polarimeter waveplates, in order to perform a full circular polarization analysis.

The data were reduced using a fully automatic reduction tool, called Libre-ESPRIT, installed at CFHT and TBL for the use of observers (Donati et al. 1997). The spectra have error bars at each wavelength pixel and are normalized to a unit continuum. Their

wavelength scale refers to the heliocentric rest frame. They are automatically corrected from spectral shifts resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations) using telluric lines as a reference. Though not perfect, this procedure allows spectra to be secured with a radial velocity (RV) precision of better than 30 m s^{-1} (Moutou et al. 2007; Morin et al. 2008).

We collected 20 spectra in 2007 June/July using both ESPaDOnS and NARVAL. These data cover about two stellar rotations (25 nights); NARVAL data cover roughly the first rotation cycle, and ESPaDOnS data sample well the second rotational cycle. In 2008, we only used NARVAL. Our data are spread over 14 nights, from July 10 to 24. This second data set covers only slightly more than one rotation cycle. At around 700 nm, the signal-to-noise ratio (S/N) of the spectra varies between 220 and 940 for 2007 spectra, and from 390 to 720 for 2008 spectra (per 2.6 km s^{-1} velocity bin). We also use the 2006 data published in Moutou et al. (2007) merged in a single data set (as opposed to Moutou et al. 2007, who analysed separately the 2006 June and August data). The phase coverage is poor for this epoch. The observations, separated by 52 d, overlap in terms of rotation cycle. The complete log of the 2007 and 2008 observations is given in Table 1 (refer to Moutou et al. 2007, for information about the 2006 data).

The rotational and orbital phases, denoted E_{Rot} and E_{Orb} , were computed using the two ephemerides:

$$T_0 = \text{HJD } 245\,3629.389 + 2.218\,574 E_{\text{Orb}}$$

$$T_0 = \text{HJD } 245\,3629.389 + 12 E_{\text{Rot}}. \quad (1)$$

The first ephemeris is that of Moutou et al. (2007). For the ephemeris giving the rotation phase, we use a rotation period of 12 d, identified as the equatorial rotation period (see Section 4).

To improve the S/N of our data and extract the polarization from many lines simultaneously, we used least-squares deconvolution (LSD), which assumes that all lines more or less repeat the same polarization information. In practice, it consists of deconvolving the observed spectra by a line mask, computed using Kurucz’s lists of atomic line parameters (Kurucz CD-Rom 18) and a Kurucz model atmosphere with solar abundances, temperature and logarithmic gravity (in cm s^{-2}) set to 5000 K and 4.0, respectively. The line mask includes most moderate to strong lines present in the optical domain (those featuring central depths larger than 40 per cent of the local continuum, before any macroturbulent or rotational broadening, about 4000 lines throughout the whole spectral range) but excludes the strongest, broadest features, such as Balmer lines, whose Zeeman signature is strongly smeared out compared to those of narrow lines. In addition to the intensity and polarization profiles, LSD produces a null profile (labelled N) that should contain no polarization; this helps to confirm that the detected polarization is real and not due to spurious instrumental or reduction effects (Donati et al. 1997). The multiplex gain provided by LSD in V and N spectra is of the order of 30 with regard to a single line with average magnetic sensitivity, implying noise levels as low as 35 parts per million. A typical set of LSD profiles is shown in Fig. 1 for 2008 July 20.

The RV of the star is obtained by fitting each Stokes I profile with a Gaussian profile. The RV values we obtain are listed in Table 1 and are in good agreement with the expectations, when using the orbital solution of Boisse et al. (2009) once the data are globally shifted by -0.06 km s^{-1} and -0.15 km s^{-1} for 2007 June and 2008 July, respectively (see Fig. 2). A similar offset was reported by Moutou et al. (2007). These variable RV shifts may be due to stellar variability, the presence of a stellar companion (Bakos et al. 2006)

Table 1. Journal of 2007 June and 2008 July observations. Columns 1–11 sequentially list the UT date, the instrument used, the heliocentric Julian date (HJD) and UT time (both at mid-exposure), the complete exposure time, the peak S/N ratio (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) of each observation (around 700 nm), the rotational and orbital cycles (using the ephemeris given by equation 1), the RV associated with each exposure, the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level I_c and per 1.8 km s^{-1} velocity bin) in the circular polarization profile produced by LSD and the longitudinal magnetic field.

Date (UT)	Instrument	HJD (2 454 000+)	UT (h:min:s)	t_{exp} (s)	S/N	Rot. cycle (52+)	Orb. cycle (284+)	v_{rad} (km s^{-1})	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	B_l (G)
2007 June 09	NARVAL	260.53 2660	0:42:06	4×900	210	0.5953	0.4817	-2.213	1.59	-3.5 ± 3.2
2007 June 13	NARVAL	264.56 1950	1:23:52	4×900	390	0.9311	2.2978	-2.382	0.84	-0.2 ± 1.7
2007 June 18	NARVAL	269.55 9040	1:19:11	4×900	330	1.3475	4.5502	-2.152	1.01	-1.0 ± 2.0
2007 June 19	NARVAL	271.47 9030	23:23:48	4×900	360	1.5075	5.4156	-2.299	0.97	-1.3 ± 1.9
2007 June 23	ESPaDOnS	275.00 4850	12:00:39	4×900	920	1.8013	7.0049	-2.294	0.34	-2.1 ± 0.7
2007 June 23	ESPaDOnS	275.12 1020	14:47:56	4×800	870	1.8110	7.0572	-2.340	0.36	-0.6 ± 0.7
2007 June 26	ESPaDOnS	277.84 7340	8:13:36	4×900	740	2.0382	8.2861	-2.416	0.45	-3.2 ± 0.9
2007 June 26	ESPaDOnS	278.11 7560	14:42:43	4×900	870	2.0607	8.4079	-2.352	0.36	-3.3 ± 0.7
2007 June 27	ESPaDOnS	278.84 1160	8:04:38	4×800	910	2.1210	8.7341	-1.997	0.36	-6.2 ± 0.7
2007 June 28	ESPaDOnS	279.84 0490	8:03:35	4×900	810	2.2043	9.1845	-2.390	0.40	-2.9 ± 0.8
2007 June 30	ESPaDOnS	281.86 3400	8:36:26	600–140	270	2.3729	10.0963	-2.325	1.19	-2.0 ± 2.3
2007 July 01	ESPaDOnS	282.83 4040	7:54:05	4×700	770	2.4538	10.5338	-2.164	0.44	-2.2 ± 0.9
2007 July 01	ESPaDOnS	283.12 0060	14:45:56	4×800	690	2.4776	10.6627	-2.039	0.49	-3.7 ± 1.0
2007 July 02	ESPaDOnS	283.94 9800	10:40:42	4×600	590	2.5467	11.0367	-2.286	0.57	-5.1 ± 1.1
2007 July 02	ESPaDOnS	284.13 1990	15:03:02	4×600	640	2.5619	11.1188	-2.331	0.52	-3.9 ± 1.0
2007 July 03	ESPaDOnS	284.97 5470	11:17:36	4×600	760	2.6322	11.4990	-2.262	0.42	-3.5 ± 0.8
2007 July 03	ESPaDOnS	285.11 2190	14:34:28	4×600	660	2.6436	11.5607	-2.149	0.50	-2.9 ± 1.0
2007 July 04	ESPaDOnS	285.84 2200	8:05:38	4×600	510	2.7044	11.8897	-2.089	0.65	-5.0 ± 1.3
2007 July 04	ESPaDOnS	286.01 4210	12:13:19	4×600	490	2.7188	11.9672	-2.167	0.68	-3.6 ± 1.3
2007 July 04	ESPaDOnS	286.08 7050	13:58:13	4×900	450	2.7248	12.0001	-2.184	0.74	-3.9 ± 1.5
2008 July 10	NARVAL	658.45 5050	22:47:44	4×900	570	33.7555	179.8412	-1.977	0.55	-3.7 ± 1.1
2008 July 11	NARVAL	658.60 3660	2:21:43	4×900	590	33.7679	179.9082	-2.014	0.56	-2.7 ± 1.1
2008 July 11	NARVAL	658.63 6700	3:09:18	2×900	360	33.7706	179.9231	-2.025	0.90	-4.4 ± 1.8
2008 July 14	NARVAL	662.44 8330	22:37:52	4×900	440	34.0883	181.6411	-1.970	0.74	-3.8 ± 1.5
2008 July 15	NARVAL	662.58 9210	2:00:44	4×900	480	34.1000	181.7046	-1.942	0.69	-1.4 ± 1.4
2008 July 15	NARVAL	662.63 3270	3:04:11	4×900	510	34.1037	181.7245	-1.939	0.65	-1.8 ± 1.3
2008 July 15	NARVAL	663.44 6250	22:34:51	4×900	360	34.1714	182.0909	-2.230	0.95	1.8 ± 1.9
2008 July 16	NARVAL	663.58 7830	1:58:42	4×900	440	34.1832	182.1548	-2.284	0.78	3.3 ± 1.5
2008 July 16	NARVAL	663.63 1880	3:02:09	4×900	390	34.1869	182.1746	-2.298	0.90	4.2 ± 1.8
2008 July 17	NARVAL	665.48 6420	23:32:37	4×900	730	34.3415	183.0105	-2.129	0.42	-0.3 ± 0.8
2008 July 18	NARVAL	665.58 7170	1:57:42	4×900	720	34.3498	183.0559	-2.168	0.43	-1.1 ± 0.9
2008 July 18	NARVAL	666.46 6700	23:04:11	4×900	660	34.4231	183.4524	-2.193	0.48	0.0 ± 0.9
2008 July 19	NARVAL	666.56 9380	1:32:03	4×900	630	34.4317	183.4987	-2.122	0.49	-0.3 ± 1.0
2008 July 19	NARVAL	666.65 7390	3:38:47	2×900	420	34.4390	183.5383	-2.063	0.70	1.2 ± 1.4
2008 July 20	NARVAL	668.49 1560	23:39:55	4×900	690	34.5919	184.3651	-2.263	0.47	-8.8 ± 0.9
2008 July 21	NARVAL	668.59 0150	2:01:53	4×900	680	34.6001	184.4095	-2.224	0.46	-7.3 ± 0.9
2008 July 21	NARVAL	669.46 5410	23:02:15	4×900	430	34.6730	184.8040	-1.939	0.78	-5.0 ± 1.6
2008 July 22	NARVAL	669.56 5650	1:26:35	4×900	510	34.6814	184.8492	-1.952	0.63	-1.5 ± 1.3
2008 July 22	NARVAL	669.65 9660	3:41:57	2×900	420	34.6892	184.8916	-1.968	0.72	-2.4 ± 1.4
2008 July 22	NARVAL	670.46 9810	23:08:33	4×900	580	34.7567	185.2567	-2.337	0.55	-2.2 ± 1.1
2008 July 23	NARVAL	670.57 0050	1:32:54	4×900	670	34.7651	185.3019	-2.323	0.47	0.9 ± 0.9
2008 July 23	NARVAL	670.65 1980	3:30:52	2×800	430	34.7719	185.3389	-2.305	0.69	1.1 ± 1.4
2008 July 24	NARVAL	672.47 8300	23:20:44	4×900	680	34.9241	186.1621	-2.266	0.47	-4.2 ± 0.9
2008 July 25	NARVAL	672.57 7800	1:44:01	4×900	720	34.9324	186.2069	-2.277	0.44	-4.9 ± 0.9

or a yet unknown cause. The wavelength calibration being done relative to the telluric lines (giving a precision of about 30 m s^{-1}), we believe it is very unlikely that these RV shifts could be due to any instrumental effect.

For the magnetic analysis in the rest of the paper, the spectra used are the LSD ones, corrected for the orbital motion of the planet.

4 MAGNETIC IMAGING

4.1 Model description and imaging method

To reconstruct the magnetic maps of HD 189733, we use the Zeeman–Doppler Imaging (ZDI) code (Donati et al. 1997) in its lat-

est version. ZDI is a tomographic imaging technique, it inverts series of circular polarization Stokes V profiles into the parent magnetic topology, i.e. the distribution of magnetic fluxes and orientations. Since the problem is ill posed, ZDI uses the principles of maximum entropy to retrieve the simplest image compatible with the data. The latest version of the code describes the field by its radial poloidal, non-radial poloidal and toroidal components (Chandrasekhar 1961), all expressed in terms of spherical harmonics expansions. This has the advantage that both simple and complex topologies can be reconstructed reliably (Donati 2001). Moreover, the energy of the poloidal and toroidal components, or of axisymmetric and non-axisymmetric modes can be estimated directly from the coefficients of the spherical harmonics expansion. Given the small value of

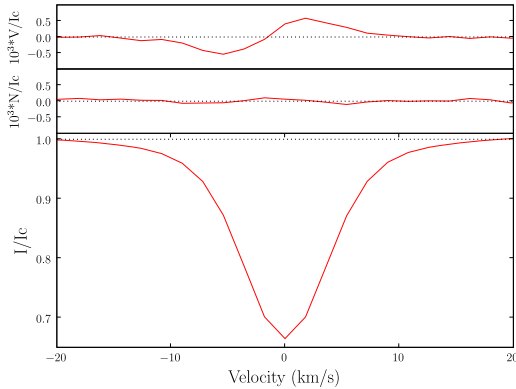


Figure 1. Typical LSD profiles shown for 2008 July 20.

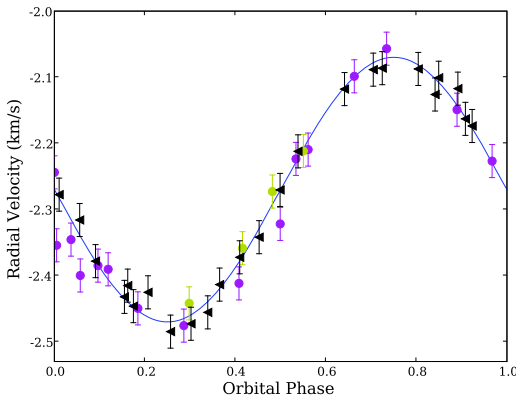


Figure 2. RVs of HD 189733 derived from 2007 June (NARVAL: yellow dots and ESPaDOnS: magenta dots) and 2008 July (black triangles) spectra as a function of orbital phase, with their error bars (20–30 m s⁻¹) shifted by 0.06 km s⁻¹ and 0.15 km s⁻¹, respectively (see text for more details). The RV model plotted here (blue full line) corresponds to the orbital solution of Boisse et al. (2009).

$v \sin i$, the resolution at the surface of the star is limited; we therefore truncate the spherical harmonics expansion to the five lowest terms only, i.e. $l < 5$.

Reconstruction proceeds by iteratively comparing the reconstructed profiles to the observed one, until they match within the error bars (i.e. reduced chi-square $\chi_r^2 \sim 1$). Practically, the star is divided into 9000 grid cells of similar area. The contribution of each grid cell to the reconstructed Stokes profiles is calculated, given the RV of the cell, the field strength and orientation in it, the location and projected area. Summing the contributions of all the grid cells yields the synthetic profile.

For each grid cell, the local unpolarized Stokes I is modelled by a Gaussian with a full width at half-maximum of 7 km s⁻¹, central rest wavelength of 500 nm and effective Landé factor of 1.25. The Stokes V profile is calculated assuming the weak-field approximation, i.e. the V profile is proportional to the line-of-sight projected component of the field (called longitudinal field, denoted by B_l), as well as the first derivative of the local I profile. The inclination angle of the rotation axis of the star with respect to the line of sight is $\sim 85^\circ$ (see Section 2).

For a differentially rotating star, magnetic regions located at different latitudes have different angular velocities. As in Fares et al.

(2009), we consider that the rotation at the surface of the star follows $\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2(\theta)$, where $\Omega(\theta)$ and Ω_{eq} are, respectively, the angular velocities at a latitude θ and at the equator, and $d\Omega$ is the difference in rotation rate between the pole and the equator. The position of the grid cells are calculated by this law relative to the median observing epoch. Measuring the recurrence rate of the signatures from magnetic regions located at various latitudes gives access to the amount of surface shear. In practice, for each pair of $(\Omega_{\text{eq}}, d\Omega)$ in acceptable range of values, we reconstruct a magnetic image at a given information content (constant magnetic energy) from the observed profiles and get the χ_r^2 of the reconstruction procedure. Fitting a paraboloid to the χ_r^2 values we obtain by this process gives the optimum DR parameters of the star.

4.2 Results

4.2.1 Differential rotation

Including DR for the reconstruction of 2007 June map is necessary to fit the observed Stokes profiles almost down to the noise level. We applied our method to measure the DR for this data set. The χ_r^2 values as a function of Ω_{eq} and $d\Omega$ form a well-defined paraboloid shown in Fig. 3. The optimal DR parameters, for which χ_r^2 is minimal, are respectively $\Omega_{\text{eq}} = 0.526 \pm 0.007$ rad d⁻¹ and $d\Omega = 0.146 \pm 0.049$ rad d⁻¹. The equator of HD 189733 rotates in 11.94 ± 0.16 d, while its pole has a slower rotation of 16.53 ± 2.43 d. This corresponds to a time for the equator to lap the pole by one complete rotation cycle of 43.06 ± 14.44 d (lap time).

For 2008 July, we are not able to measure DR, the χ_r^2 map featuring no well-defined minimum (over the range of parameters we explored). Our data have a lower S/N than those of 2007 June, they cover slightly more than an equatorial rotation period; they do not contain all the information needed for measuring the recurrence rate of the signatures of high latitude magnetic features. For this epoch, the DR parameters we include in our reconstruction procedure are those of 2007 June (for the same χ_r^2 value), supposing that the DR did not change between the two epochs.

For the 2006 data, we are not able to measure the DR, given the very small phase interval covered both in June and August, the resulting χ^2 map yielding again a very chaotic surface. Nevertheless, adding the differential parameters of 2007 June in our

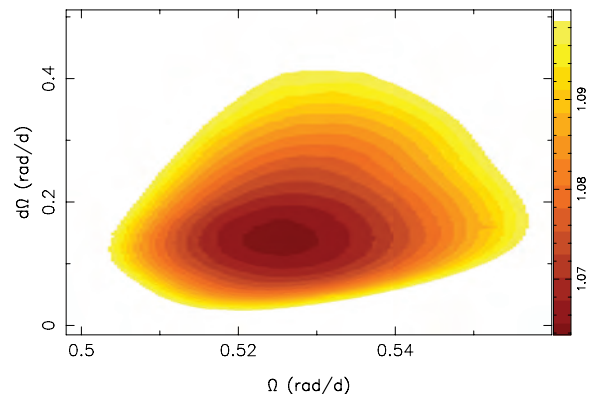


Figure 3. Variations of χ_r^2 as a function of Ω_{eq} and $d\Omega$, derived from the modelling of the Stokes V data set for 2007 June. The outer colour contour corresponds to a 3.4 per cent increase in the χ_r^2 , and traces a 3σ interval for both parameters taken as a pair.

reconstruction gives a better fit to the data ($\chi_r^2 \sim 1.26$ as opposed to 3.9 for solid-body rotation with a rotation period of 12 d).

4.2.2 Magnetic maps

For 2007 June, the reconstructed Stokes V profiles including the DR values we obtained are shown in Fig. 4, the data being fitted for a χ_r^2 value slightly larger than 1. HD 189733 has an average surface magnetic field of 22 G. The field has a predominant toroidal component, contributing 57 per cent of the total magnetic energy. The poloidal component of the field is mainly non-axisymmetric, 67 per cent of its energy being in modes with $m > 1/2$. The quadrupole, octupole and higher orders contribute almost equally to the poloidal energy. Orders with $l > 3$ contains 30 per cent of the poloidal energy, while 70 per cent is in the lower orders.

In 2008 July, the field has a greater average value of 36 G. Its strength reaches up to 40 G in some magnetic region (see Fig. 5). The toroidal component contributes 77 per cent of the total energy. While the poloidal field is still mainly non-axisymmetric, its dipolar component has a stronger contribution for this epoch. Orders with $l > 3$ still have a contribution of about 32 per cent to the poloidal energy.

When merging 2006 June and August in one map, the poloidal field contributes 67 per cent to the total energy. The average value of the field is of 33 G. The properties of the magnetic field are listed in Table 2.

For the three epochs, we do not observe a global change in the magnetic polarity. The radial field shows positive magnetic regions covering the pole and a concentration of the magnetic regions around the equator for all epochs. A drop in the poloidal energy is observed between 2006 and 2007, as well as between 2007

and 2008 (by a factor of 1.6 and 1.9, respectively). The topology of the field also changes over two years, with the toroidal component strengthening significantly at the expense of the poloidal component.

5 ACTIVITY INDICATORS

The Ca II H&K and H α lines are tracers of the stellar chromospheric activity. We studied the variability of the residual emission in those activity proxies for our data. For each tracer, we calculated a mean profile per run (see Fig. 6 for the particular case of 2008 July), then subtract it from each spectrum. The residual emission profiles obtained for the Ca II H&K are shown in Fig. 7. Fitting those profiles with a Gaussian gives the residual emission value (the equivalent width of the Gaussian, in km s $^{-1}$).

We studied the variation of the residual emission for each observing epoch (including 2006). The star exhibits variability on both short (hours) and long (days) time-scales. We modelled the longer term variability as the sum of a sine wave (to describe the periodic modulation) and a linear function (to describe the longest term variability). For a range of period between 2 d and the length of the run, the period for which the χ_r^2 of the fit is minimal is the best-fitting period to the data. The best-fitting periods are listed in Table 3. We plotted the Ca II H&K residual emission and the best-fitting solution in Fig. 8. For all three epochs, the Ca II H&K residual emission is modulated on a time-scale of the equatorial rotation period. For H α , the residual emission is modulated on a time-scale of ~ 13 d (on average), again close to the rotational period of the equator. H α and Ca II H&K residuals are well correlated (see Fig. 9), except at two main epochs (2006 August 8–12, 2007 June 9–19) where H α is slightly stronger at a given Ca II H&K residual emission.

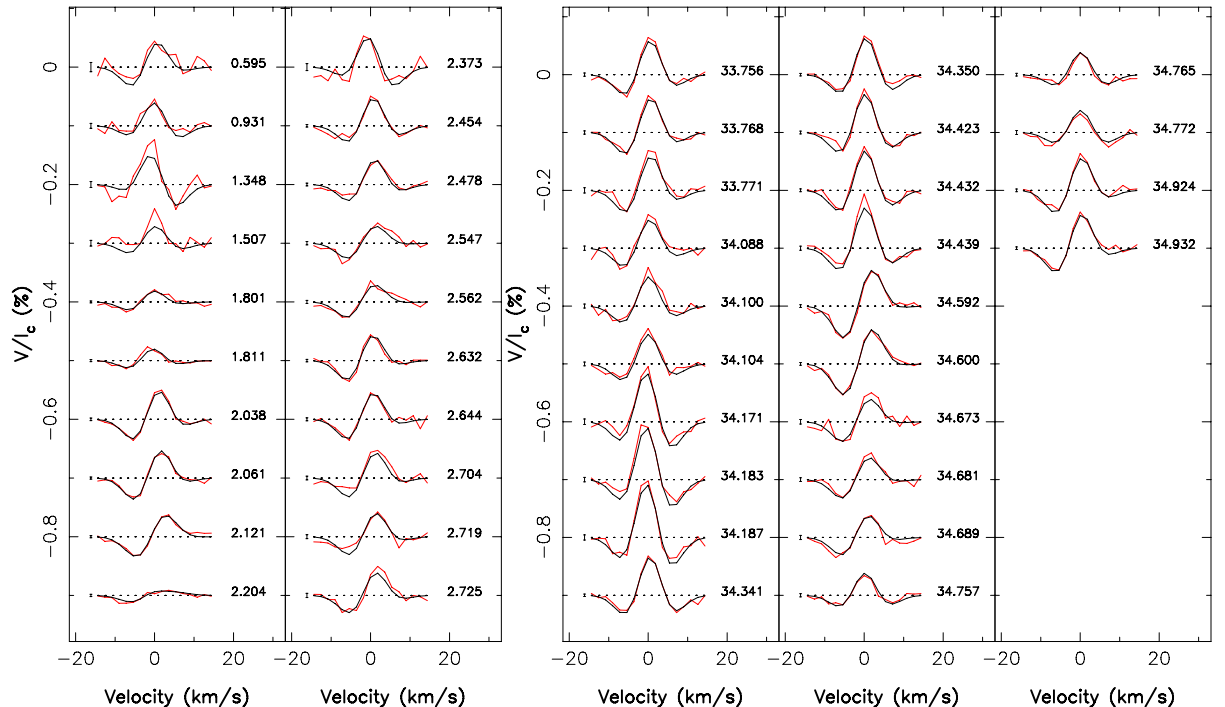


Figure 4. Maximum-entropy fits (thin red line) to the observed Stokes V LSD profiles (thick black line) of HD 189733 for 2007 June (left-hand panel) and 2008 July (right-hand panel). The rotational cycle of each observation (as listed in Table 1) and 1σ error bars are also shown next to each profile.

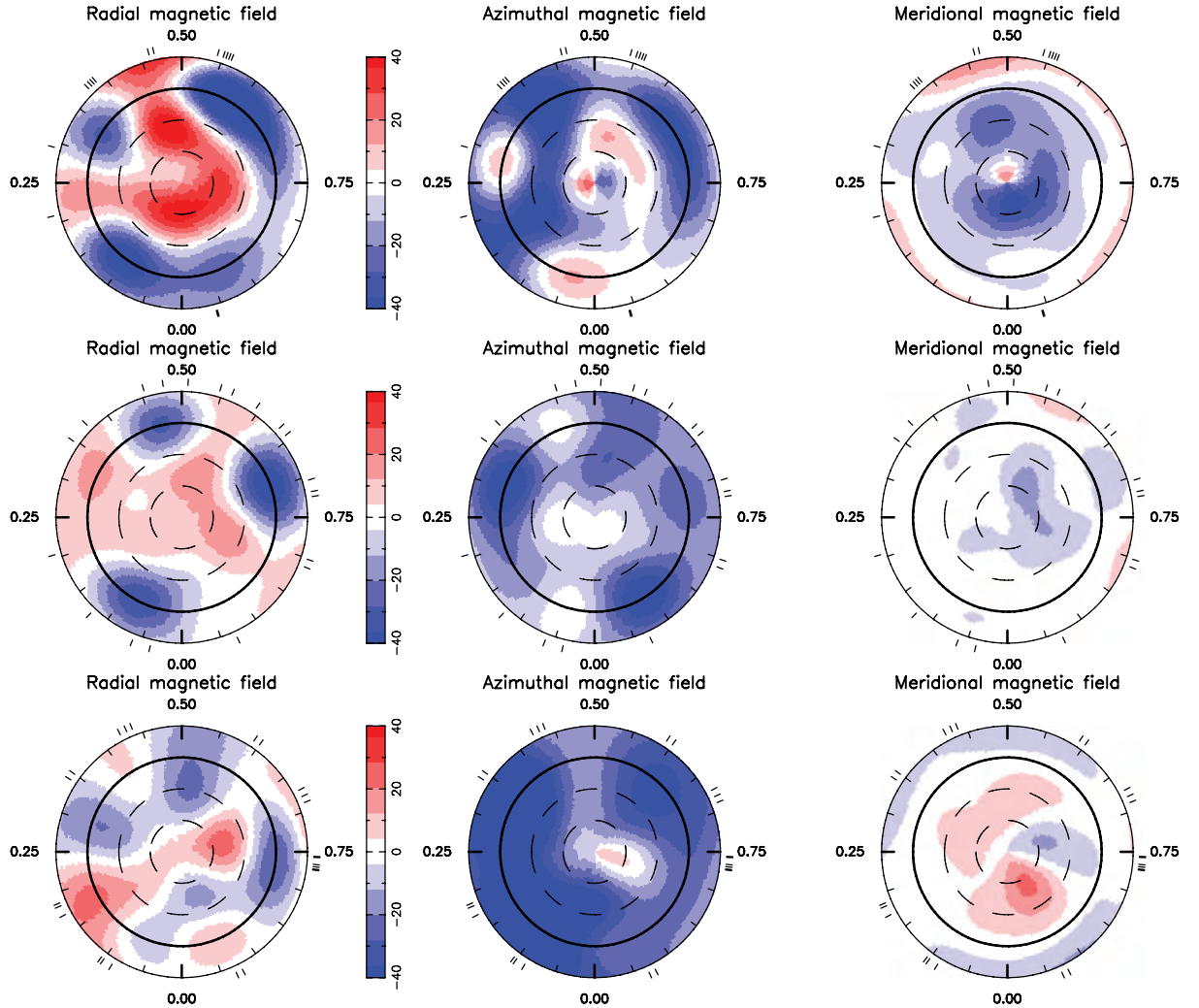


Figure 5. Maximum-entropy reconstructions of the large-scale magnetic topology of HD 189733 as derived from our 2006 (top row), 2007 June (middle row) and 2008 July (bottom row) data sets. The radial, azimuthal and meridional components of the field (with magnetic flux values labelled in G). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate rotational phases of observations.

Table 2. Average magnetic field on the surface of the star, percentage of the toroidal energy relative to the total one, percentage of the energy contained in the axisymmetric modes of the poloidal component for each epoch of observation.

Epoch	B (G)	Per cent of E_{tor}	Axisymmetric modes per cent of poloidal
2006	33	33	56
2007 June	22	57	26
2008 July	36	77	17

To look for additional low-amplitude periodic fluctuations, we subtracted the rotational modulation from the data (the best-fitting solution obtained). In the case of SPI, the emission variability would be modulated by the orbital period or rather by the beat period between the stellar rotation and the planetary orbital period (varying

between 2.5 and 2.7 d, depending on the stellar latitude considered). Fig. 10 shows these residuals as a function of the orbital phase for the Ca II H&K. A large dispersion in the residuals can be seen. In particular, we can see that the residual emission is highly dispersed at any given orbital phase range, directly reflecting the short term variability of the activity proxies. We therefore suspect that this is mainly caused by intrinsic variations in the activity of the star rather than to SPIs, as we would expect enhanced emission variability to be concentrated at specific phases (Shkolnik et al. 2008).

We then searched for periodic modulation of these residuals for a range of periods by fitting the residuals with a sine wave. For 2007 June, we find a period of $3.65^{+0.25}_{-0.7}$ d in H α , significant to 3σ . We do not find a similar period in the Ca II H&K residuals. For 2008 July, two periods of $2.45^{+0.15}_{-0.25}$ d and $3.5^{+0.2}_{-0.2}$ d were found in H α and a large peak around 2.9 d in the Ca II H&K ($2.9^{+0.5}_{-0.6}$ d). Only in 2008 July for the H α emission, one of the two identified periods is roughly compatible with the beat period.

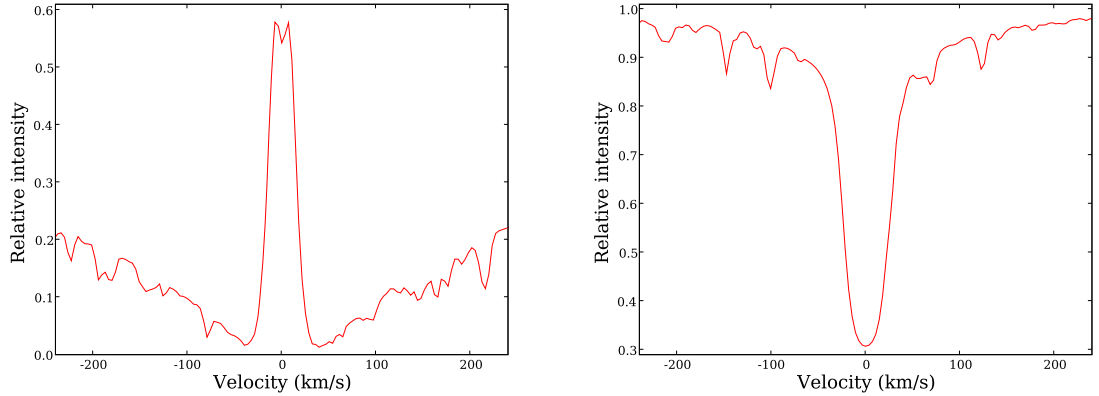


Figure 6. Mean Ca II H&K (left-hand panel) and H α (right-hand panel) profiles for 2008 July.

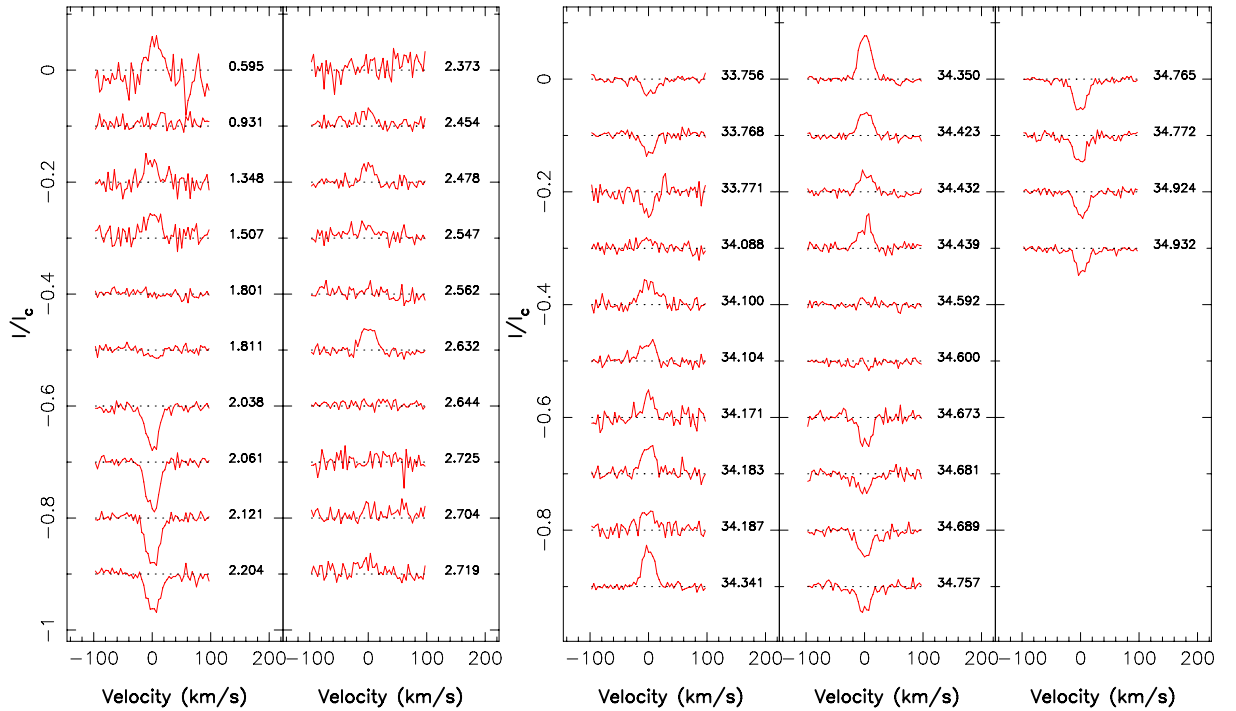


Figure 7. Ca II H&K residual profiles for 2007 June (left-hand panel) and 2008 July (right-hand panel). The rotational cycle of the star is mentioned next to each profile.

Table 3. The best-fitting period for the Ca II H&K and the H α residuals in days (using the model described in the text). The error bars correspond to a 3σ error bars on our measurements.

Epoch	Ca II residual period (d)	H α residual period (d)
2006	$12.15^{+0.3}_{-0.4}$	$11.6^{+0.3}_{-0.2}$
2007 June	$12.1^{+2.2}_{-1}$	$14.4^{+1.5}_{-1.3}$
2008 July	$11.9^{+1.2}_{-0.8}$	$13.8^{+2.2}_{-2.3}$

6 EXTRAPOLATION OF THE MAGNETIC FIELD

From the surface magnetic field, one can then extrapolate the magnetic field in the stellar atmosphere assuming a potential field (Jardine, Collier Cameron & Donati 2002). In the case of SPIs, extrapolating the magnetic field lines is a way to understand the environment in which the close-in planet evolves, and to investigate potential interactions (e.g. reconnection events due to interactions of the stellar and planetary magnetic fields).

The extrapolation technique was first applied to the solar corona, and then to other stars. As for the Sun, we assume that there is a surface beyond which the field becomes purely radial, named the

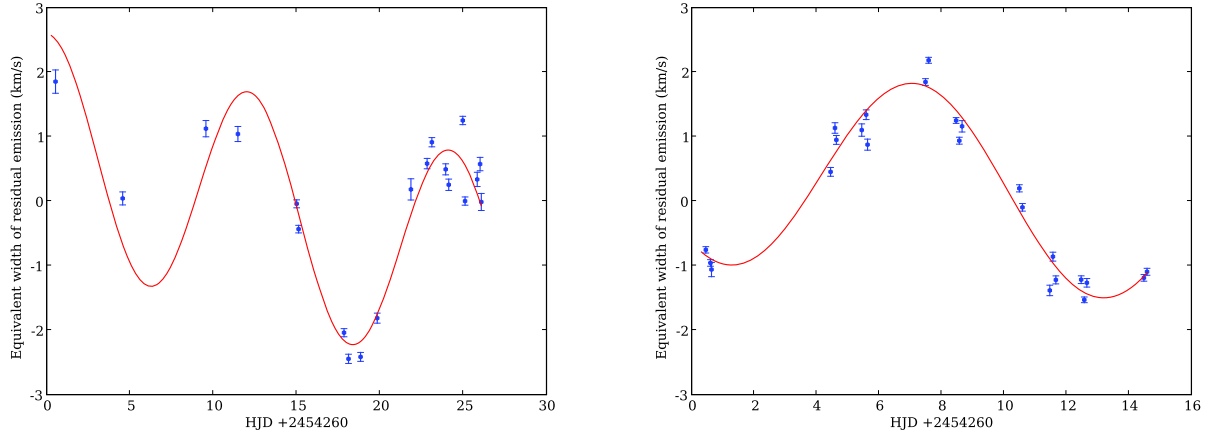


Figure 8. Equivalent width variations in the emission cores of the Ca II H&K (after subtracting a mean profile calculated for the run) as a function of the HJD for 2007 June (left-hand panel) and 2008 July (right-hand panel). The red curves are the best fit to the data (see text for more details).

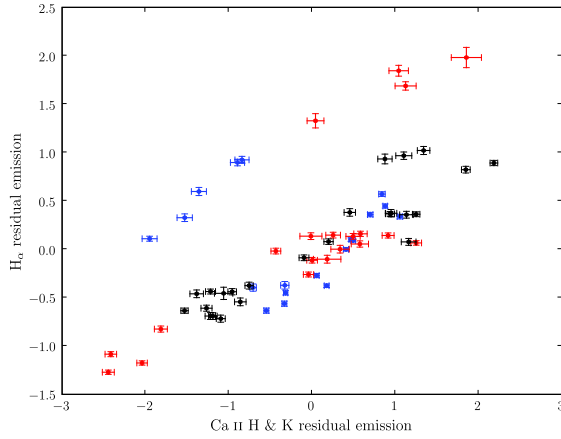


Figure 9. H α and Ca II H&K residual emission for the three observing epochs (blue, red and black dots are, respectively, for 2006, 2007 and 2008 data).

source surface (SS). All closed field lines, connecting regions on the stellar surface of different magnetic polarity, are inside the SS (the heights of the magnetic loops are smaller than the SS radius). From the extrapolation of the magnetic field, we can calculate the magnetic energy at any given point inside and on the SS. To calculate the magnetic energy outside the SS, we consider that the magnetic flux is constant on radial shells.

In the system HD 189733, the massive planet is at $8.8 R_*$. The position of the SS is not well known. We first consider that the SS is located at $3.4 R_*$ (as a lower limit given that the SS radius $R_{SS} \sim 3 R_{\odot}$ for the much less active Sun), i.e. inside the planetary orbit. Fig. 11 represents an extrapolation of the stellar magnetic field within the SS for our two epochs of observations. It shows in particular that the magnetic configuration in the stellar corona is complex. We find that the magnetic field at the distance of the planet has a strength that can reach values up to 40 mG (i.e. 4000 nT, see Fig. 12). The magnetic energy is null when the planet crosses in front of the intersection of the neutral line with the equator.

We considered a second case for which the SS is at $5.8 R_*$, also within the planetary orbit. The mean magnetic field at $5.8 R_*$

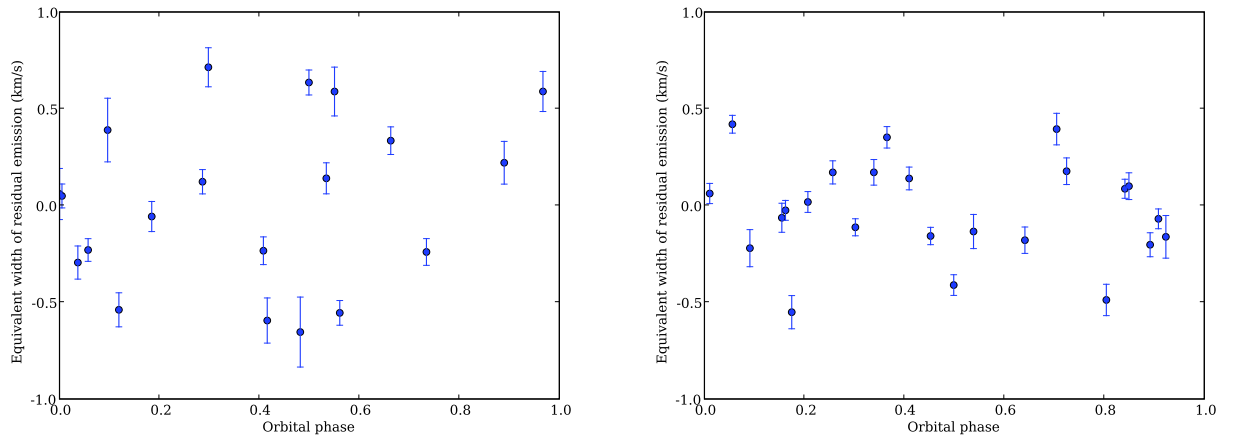


Figure 10. Residuals of the Ca II H&K equivalent width after subtracting the rotational modulation, as a function of the planet orbital phase for 2007 June (left-hand panel) and 2008 July (right-hand panel).

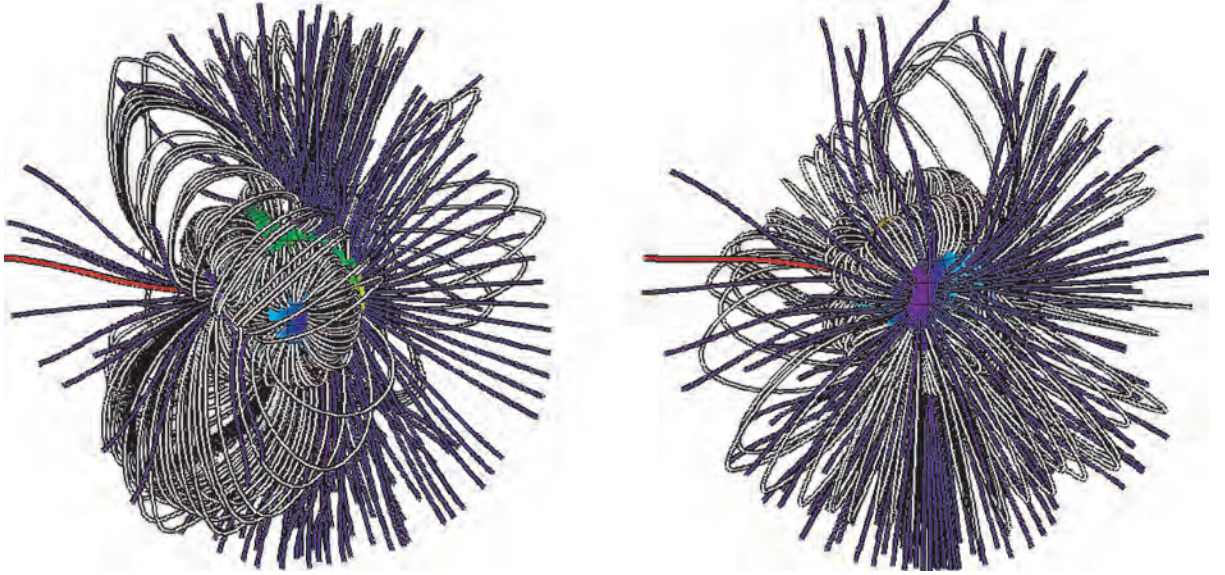


Figure 11. The extrapolated magnetic field of HD 189733 for 2007 June (left-hand side) and 2008 July (right-hand side). White lines correspond to the closed magnetic lines, blue ones to the open field lines (reaching the SS). The red line corresponds to the field line joining the planet to the star at a given (arbitrarily selected) orbital and rotation phase.

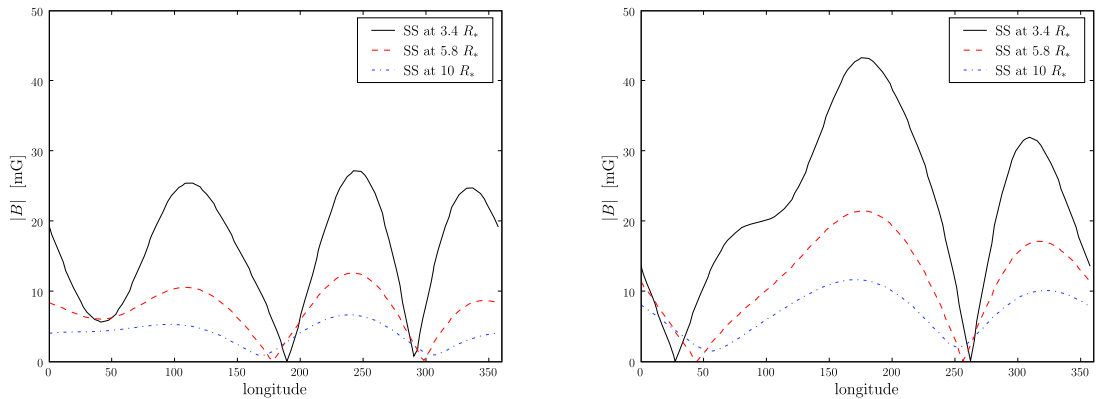


Figure 12. The magnetic field at the distance of the planet as a function of stellar longitude for 2007 June (left-hand panel) and 2008 July (right-hand panel) for different positions of the SS (the black, red and blue lines are, respectively, for an SS placed at $3.4 R_*$, $5.8 R_*$ and $10 R_*$).

averaged over the longitudes drops by a factor of 2 relative to the previous case.

Finally, we consider cases where the SS is larger than $8.8 R_*$. When the SS is at $10 R_*$, we notice that the magnetic field at the planet orbit is smaller than that for a SS at $3.4 R_*$ by a factor slightly larger than 3 for the mean value (see Fig. 12). For an SS beyond $10 R_*$, the magnetic field at the planet orbit does not change dramatically relative to the previous case. In all these cases, the value of the field is not constant along the planet orbit.

We thus expect average field values of 4–23 mG at the distance of the planet.

7 THE EXPECTED RADIO EMISSION

Knowing the stellar magnetic field, one can estimate the expected radio emission for HD 189733b.

In the magnetic energy model (Zarka et al. 2001), planetary radio emission is believed to be energized by the Poynting flux transported by the stellar wind. The amount of power emitted by radio waves P_{rad} is roughly proportional to the power input P_{input} supplied by the stellar wind magnetic energy (see fig. 6 in Zarka 2007). Thus, the radio power is given by

$$P_{\text{rad}} \propto P_{\text{input}} \propto v_{\text{eff}} B_{\perp}^2 R_S^2, \quad (2)$$

where v_{eff} and B_{\perp} are, respectively, the velocity of the stellar wind and the component of the interplanetary magnetic field perpendicular to the stellar wind flow, both in the reference frame of the planet, and R_S denotes the radius of the planetary magnetosphere (known as magnetospheric standoff distance).

To estimate the radio power, one has to know B_{\perp} , v_{eff} and R_S . They depend on the stellar magnetic field, rotation and age (see Grießmeier, Zarka & Spreuw 2007, for more details). When a star is older, its wind strength is weaker. Via the stellar wind strength

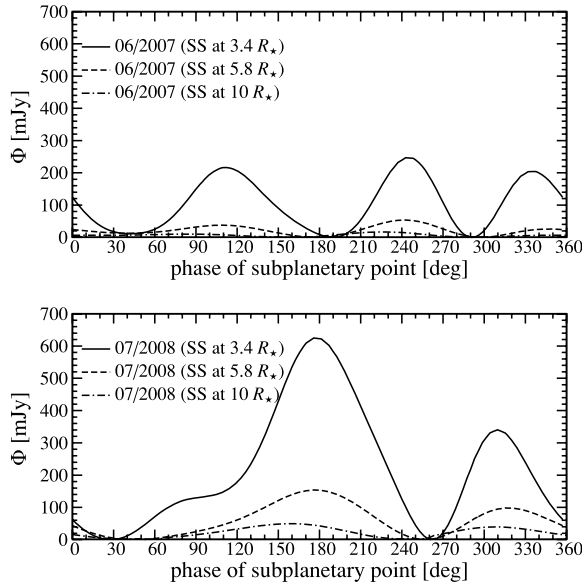


Figure 13. Expected planetary radio flux at the Earth as a function of the rotational phase of the substellar point, for three different positions of the SS. Top panel: radio flux for the magnetic configuration of 2007 June. Bottom panel: radio flux for the magnetic configuration of 2008 July.

(velocity and density), the stellar age governs the size of the planetary magnetosphere, i.e. the cross-section on which the planet can intercept the energy flux.

Given the rotation period of 12 d, the stellar age is of ~ 1.6 Gyr (based on the formalism presented in Grießmeier et al. 2007). Using the stellar wind model of Grießmeier et al. (2007), we calculate R_S and v_{eff} that are equal, respectively, to $3.4 R_{\text{planet}}$ and 332 km s^{-1} (both constant on the planetary orbit). The magnetic field at the distance of the planet is taken from the results of the extrapolation (see Section 6 and Fig. 12). In the particular case where the SS is beyond the planetary orbit, our calculation includes the three components of the field.

In this context, we find average radio fluxes of about 7–220 mJy depending on the location of the SS, for a frequency range of 0–6 MHz. Values up to 20 MHz are compatible within the model uncertainties. We also find this radio flux to be time variable (see Fig. 13).¹

8 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this paper, we present a detailed spectropolarimetric study of the star HD 189733, host of a transiting giant planet. The star was observed at two epochs (2007 June and 2008 July). Using ZDI, we reconstructed the magnetic maps of the star. With a strength up to 40 G, the magnetic field is dominated by the toroidal component at both epochs. This component contributes 57 and 77 per cent to the total energy respectively and is mainly axisymmetric. In contrast, the poloidal component is mainly non-axisymmetric. Its contribution to the total energy drops from 2006 to 2007 and 2008. We will

¹ Grießmeier et al. (2007) have considered different parameters for the system, in particular a stellar age of ~ 5.2 Gyr, a rotation period of 28 d and a radial magnetic field of about 2 G at the surface of the star yielding a different radio flux.

continue monitoring this system to study the magnetic evolution on time-scales longer than 2 yr and look for a potential magnetic cycle.

HD 189733 rotates differentially and has a latitudinal angular rotation shear of $d\Omega = 0.146 \pm 0.049 \text{ rad d}^{-1}$; the star has an equatorial period of $11.94 \pm 0.16 \text{ d}$ and a polar period of $16.53 \pm 2.43 \text{ d}$. These values of the equatorial and polar periods bracket all published photometric periods within the error bars.

The star is an active star, variable on small time-scales. We analysed the activity residuals in the Ca II H&K and H α . These residuals are periodic and modulated with the rotational period of the star. Active regions apparently concentrate around the equator, given the modulation period of 12–13 d. A rotational modulation was also found by Moutou et al. (2007), Shkolnik et al. (2008) and Boisse et al. (2009). We looked for lower amplitude periodic fluctuations; the periods we found are different than the orbital and beat period (2.5–2.7 d) except in one occurrence (H α , 2008 July) where one of the detected periods roughly matches the beat period.

To enlarge our knowledge of this system, we studied the magnetic field in the stellar atmosphere using the extrapolation technique applied to the reconstructed surface magnetic maps. We find that HD 189733 has a complex magnetic topology for both epochs. Depending on where the SS (the surface beyond which the field is purely radial) is, we find that the magnetic field at the distance of the planet ($8.8 R_*$) is variable throughout the orbit, of the order of 4–23 mG in average.

We also estimated the radio flux expected from SPIs, assuming the magnetic scenario model of Zarka et al. (2001) and find it to be of the order of 10–220 mJy on average. We also predict it to be variable with time on a time-scale equal to the beat period (contrary to previous published predictions, Grießmeier et al. 2007). The radio flux we predict at 0–6 MHz is potentially detectable with LOFAR (see figs 1–3 in Grießmeier et al. 2007) in the coming years. Published radio observations only report upper limits on the planetary flux at higher frequencies [307–347 MHz (Lecavelier Des Etangs et al. 2009; Smith et al. 2009), 244 MHz and 614 MHz (Smith et al. 2009)] providing no constraint on the model discussed in the present paper. The variability of the planetary radio flux with the subplanetary stellar phase will make the distinction between the planetary and stellar radio flux in the observational data more challenging; however, this effect can be used to distinguish between the magnetic energy model and other models of interactions. Our result confirms that a single observation of a star–planet system is not sufficient. Rather, it is important to have multiple observations densely sampling stellar rotation, planetary orbit and beat periods.

The study of SPIs is an ongoing effort. Monitoring stars at different epochs and through multiwavelength campaigns will help us identify the nature of SPIs and the origin of their apparent on-off behaviour. Studying stellar magnetic cycles and comparing results for HJ hosting stars with different stellar and planetary parameters will enlarge our understanding of SPIs, as well as stellar magnetism and activity in general.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is based on observations obtained with ESPaDOnS at the CFHT and with NARVAL at the TBL. CFHT/ESPaDOnS 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 (INSU/CNRS) of France and the University of Hawaii, while TBL/NARVAL is operated by INSU/CNRS. We thank the CFHT and TBL staff for their help during the observations. We thank the referee, J. Landstreet, for his comments

on the manuscript. J-MG was supported by the French national research agency (ANR) within the project with the contract number NT05-1_42530.

REFERENCES

- Bakos G. Á., Pál A., Latham D. W., Noyes R. W., Stefanik R. P., 2006, *ApJ*, 641, L57
- Boisse I. et al., 2009, *A&A*, 495, 959
- Bouchy F. et al., 2005, *A&A*, 444, L15
- Chandrasekhar S., 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Clarendon Press, Oxford
- Cranmer S. R., Saar S. H., 2007, preprint (arXiv: astro-ph/0702530, e-prints)
- Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, *ApJ*, 533, L151
- Donati J., 2001, in Boffin H. M. J., Steeghs D., Cuypers J., eds, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 573, *Imaging the Magnetic Topologies of Cool Active Stars*. Springer-Verlag, Berlin, p. 207
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Fares R. et al., 2009, *MNRAS*, 398, 1383
- Grißmeier J.-M., Zarka P., Spreuw H., 2007, *A&A*, 475, 359
- Hébrard G., Lecavelier Des Etangs A., 2006, *A&A*, 445, 341
- Jardine M., Collier Cameron A., Donati J., 2002, *MNRAS*, 333, 339
- Lanza A. F., 2008, *A&A*, 487, 1163
- Lecavelier Des Etangs A., Sirothia S. K., Gopal-Krishna, Zarka P., 2009, *A&A*, 500, L51
- Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Moutou C. et al., 2007, *A&A*, 473, 651
- Preusse S., Kopp A., Büchner J., Motschmann U., 2006, *A&A*, 460, 317
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., 2003, *ApJ*, 597, 1092
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., Gu P., Kürster M., 2005, *ApJ*, 622, 1075
- Shkolnik E., Bohlender D. A., Walker G. A. H., Collier Cameron A., 2008, *ApJ*, 676, 628
- Smith A. M. S., Cameron A. C., Greaves J., Jardine M., Langston G., Backer D., 2009, *MNRAS*, 395, 335
- Triaud A. H. M. J. et al., 2009, *A&A*, 506, 377
- Winn J. N. et al., 2006, *ApJ*, 653, L69
- Winn J. N. et al., 2007, *AJ*, 133, 1828
- Zarka P., 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 598
- Zarka P., Treumann R. A., Ryabov B. P., Ryabov V. B., 2001, *Ap&SS*, 277, 293

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Magnetic field, differential rotation and activity of the hot-Jupiter hosting star HD 179949

R. Fares^{1,2,3*}, J.-F. Donati¹, C. Moutou², M. Jardine³, A.C. Cameron³, A.F. Lanza⁴
 D. Bohlender⁵, S. Dieters⁶, A.F. Martínez Fiorenzano⁷, A. Maggio⁸, I. Pagano⁴
 E.L. Shkolnik⁹

¹ *LATT-UMR 5572, CNRS & Univ. P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France*

² *LAM-UMR 6110, CNRS & Univ. de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13013 Marseille, France*

³ *School of Physics and Astronomy, Univ. of St Andrews, St Andrews, Scotland KY16 9SS, UK*

⁴ *INAF-Osservatorio Astrofisico di Catania, via S. Sofia, 78 - 95123 Catania, Italy*

⁵ *HIA/NRC, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada*

⁶ *School of Mathematics and Physics, University of Tasmania, PB 37 GP0 Hobart, Tasmania 7001, Australia*

⁷ *Fundación Galileo Galilei - INAF, Rambla José Ana Fernández Pérez, 7, 38712 Breña Baja, TF - Spain*

⁸ *INAF-Osservatorio Astronomico di Palermo, Italy*

⁹ *Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road, NW, Washington, DC 20015-130, USA*

ABSTRACT

HD 179949 is an F8V star, orbited by a giant planet at $\sim 8 R_*$ every 3.092514 days. The system was reported to undergo episodes of stellar activity enhancement modulated by the orbital period, interpreted as caused by Star-Planet Interactions (SPIs). One possible cause of SPIs is the large-scale magnetic field of the host star in which the close-in giant planet orbits.

In this paper we present spectropolarimetric observations of HD 179949 during two observing campaigns (2009 September and 2007 June). We detect a weak large-scale magnetic field of a few Gauss at the surface of the star. The field configuration is mainly poloidal at both observing epochs. The star is found to rotate differentially, with a surface rotation shear of $d\Omega = 0.216 \pm 0.061 \text{ rad d}^{-1}$, corresponding to equatorial and polar rotation periods of 7.62 ± 0.07 and $10.3 \pm 0.8 \text{ d}$ respectively. The coronal field estimated by extrapolating the surface maps resembles a dipole tilted at $\sim 70^\circ$. We also find that the chromospheric activity of HD 179949 is mainly modulated by the rotation of the star, with two clear maxima per rotation period as expected from a highly tilted magnetosphere. In September 2009, we find that the activity of HD 179949 shows hints of low amplitude fluctuations with a period of 5.5 d, close to the beat period of the system.

Key words: stars: magnetic fields – stars: planetary systems – stars: activity – stars: individual: HD 179949 – techniques: spectropolarimetry

1 INTRODUCTION

Hot Jupiters (HJs) are giant planets, orbiting close to their host stars (semi-major axis $< 0.1 \text{ AU}$). They represent about 25% of all discovered extrasolar planets. Interactions between the star and the planet can occur in the system. Star-planet interactions (SPIs) can be of different types: tidal interactions due to the proximity and masses of the two bodies, and plasma interactions due to the magnetic field, e.g.

reconnections between stellar and planetary fields (Rubenstein & Schaefer 2000; Cuntz et al. 2000; Grießmeier et al. 2007). Cuntz et al. (2000) suggested that such interactions may enhance stellar activity, this enhancement being modulated by half of the orbital period in case of tidal interactions, and by the orbital period in case of magnetospheric interactions. Recently, Fares et al. (2010) suggested that the enhancement due to magnetospheric SPIs is more likely to be modulated on the beat period (synodic period between the stellar rotation and orbital periods) of the system.

Observational studies of HJ hosting stars reported that not all observed systems show hints of interaction; moreover,

* E-mail: rim.fares@ast.obs-mip.fr

for a single system, activity enhancement may be present at some epochs, yet absent at other epochs; finally, a phase lag between the subplanetary longitude and the peak of the activity enhancement is reported in some systems (Shkolnik et al. 2003, 2005, 2008). Different theoretical studies have tried to explain these phase lags. McIvor et al. (2006) considered the case where the stellar field is a tilted dipole, Preusse et al. (2006) adopted a model based on the propagation of Alfvén waves within the stellar wind flow relative to the planet and Lanza (2008) considered a non-potential magnetic field configuration for the closed corona. Cranmer & Saar (2007) modelled the Ca II H & K light curve of a HJ hosting star for different configurations of the stellar magnetic field (having real solar configurations throughout 11 year cycle), and showed that the presence/absence of activity enhancement depends on the magnetic field geometry. A statistical survey of X-ray emission of stars with HJ suggests that they may be ~ 4 times more active than stars with distant planets (Kashyap et al. 2008), but this result was recently contradicted by Poppenhaeager et al. (2010) who found no significant correlations between X-ray luminosity with the planetary parameters in their sample of stars. Magnetohydrodynamic (MHD) simulations of Cohen et al. (2009) show that SPI may increase the X-ray luminosity.

HD 179949 is one of the most studied stars for SPI. It is an F8 star, orbited by a giant planet with minimum mass $m \sin i = 0.916 \pm 0.076 M_{\text{J}}$, semi-major axis $a = 0.0443 \pm 0.0026$ AU and orbital period $P_{\text{orb}} = 3.092514 \pm 0.000032$ d (Butler et al. 2006). The star is reported to undergo epochs of activity enhancement modulated by the orbital period, with a phase lag of $\sim 65^\circ$ (Shkolnik et al. 2008). We organised a multi-wavelength campaign to observe this star in 2009 September, almost simultaneously in spectroscopy (échelle spectrograph @ du Pont telescope @ Las Campanas, PHOENIX @ Gemini and SARG @ TNG), spectropolarimetry (ESPaDOnS @ CFHT) and X-rays (XMM-Newton). With such campaigns one can characterize the system, from the stellar surface (activity and magnetic field) to the stellar corona (X-rays). Simultaneous campaigns also provide an accurate description of the large-scale magnetic field allowing a quantitative modeling of the star-planet interaction.

In this first paper, we present the results of the spectropolarimetric campaign of 2009 September and of a previous campaign in 2007 June. We describe our data in section 2. The magnetic field reconstruction procedure, the magnetic properties and differential rotation of the star are presented in section 3, followed by coronal field extrapolation and activity analysis in section 4 and 5. We summarize the results and discuss their implications in section 6.

2 SPECTROPOLARIMETRIC OBSERVATIONS

In order to map the surface magnetic field of HD 179949 and its evolution, we collected spectropolarimetric data during two observing campaigns in 2009 September and 2007 June. The data set collected in 2009 September is more extensive and of better quality than that collected in 2007 June - hence we analyze it first in the rest of the study. We used ESPaDOnS, a high-resolution spectropolarimeter installed at the 3.6-m Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) in Hawaii. ESPaDOnS provides spectra that span the whole

optical domain (370 to 1000 nm) with a resolution of about 65000 (when used in spectropolarimetric mode). Each spectrum is extracted from four subexposures, taken in different configurations of the polarimeter retarders, in order to perform a full circular polarization analysis (Donati et al. 1997).

The data were reduced using a fully automatic tool, called Libre-ESpRIT, installed at the CFHT for the use of the observers (Donati et al. 1997). From collected calibration exposures and stellar frames, Libre-ESpRIT automatically extracts wavelength calibrated intensity and polarisation spectra with associated error bars at each wavelength pixel. The spectra are normalised to a unit continuum, their wavelength scale refers to the Heliocentric rest frame. Telluric lines serve as a reference to correct the spectral shifts resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations). The radial velocity (RV) precision of the spectra, using this calibration procedure, is about 30 m s^{-1} . The RV measurements (listed in Table 1) are in good agreement with the expectations when using the orbital solution of Butler et al. (2006). Fig. 1 represents the RV variations.

In 2009 September, we collected 19 spectra over 15 nights (two stellar rotations). Our data have good S/N ratio, ranging from 940 to 1910 per 2.6 km s^{-1} velocity bin around 700 nm; they sample well the rotation phases. In 2007 June, we collected 10 spectra, covering about 1.5 rotational cycles. The S/N of the spectra around 700 nm ranges from 950 to 1280. The complete log of the observations is listed in Table 1.

The rotational and orbital phases, denoted E_{Rot} and E_{Orb} , were computed using the two ephemerides:

$$\begin{aligned} T_0 &= \text{HJD } 2, 451001.51 + 3.092514 E_{\text{Orb}} \\ T_0 &= \text{HJD } 2, 451001.51 + 7.6 E_{\text{Rot}} \end{aligned} \quad (1)$$

The first ephemeris is that of Butler et al. (2006), phase zero corresponding to the inferior conjunction (i.e. the planet being between the star and the observer). For the ephemeris giving the rotation phase, we use a rotation period of 7.6 d, identified as the equatorial rotation period (see section 3).

We apply Least-Square Deconvolution (LSD) to our spectra in order to improve their S/N ratio (Donati et al. 1997). LSD consists of deconvolving each spectrum by a line mask, computed using a Kurucz model atmosphere with solar abundances, temperature of 6250 K and logarithmic gravity of 4.0 cm s^{-2} . The line mask includes the most moderate to strong lines present in the optical domain (those featuring central depths larger than 40% of the local continuum, before any macroturbulent or rotational broadening, about 4,000 lines throughout the whole spectral range) but excludes the strongest, broadest features, such as Balmer lines, whose Zeeman signature is strongly smeared out compared to those of narrow lines. In addition to the intensity and polarization profiles, LSD produces a null profile (labelled N) used as a polarization check and that should show no signal; this helps to confirm that the detected polarization is real and not due to spurious instrumental or reduction effects (Donati et al. 1997). The multiplex gain provided by LSD in V and N spectra is of the order of 25 with respect to a single line with average magnetic sensitivity, implying noise levels as low as 20 parts per million (ppm).

Table 1. Journal of September 2009 and June 2007 observations. Columns 1–10 sequentially list the UT date, the heliocentric Julian date and UT time (both at mid-exposure), the complete exposure time, the peak signal to noise ratio (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) of each observation (around 700 nm), the rotational and orbital cycles (using the ephemeris given by Eq. 1), the radial velocity (RV) associated with each exposure, the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level I_c and per 1.8 km s^{-1} velocity bin) in the circular polarization profile produced by Least-Squares Deconvolution (LSD) and the longitudinal magnetic field.

Date (UT)	HJD	UT	t_{exp}	S/N	Rot. Cycle	Orb. Cycle	v_{rad}	σ_{LSD}	B_l
2009	(2455090+)	(h:m:s)	(s)		(539+)	(1325+)	(km s^{-1})	($10^{-4} I_c$)	(G)
25 Sep	9.739030	5:43:22	4×1260	1750	0.2407	0.2095	-24.584	0.21	2.8 ± 0.5
25 Sep	9.806520	7:20:34	4×1190	1620	0.2495	0.2314	-24.568	0.24	3.4 ± 0.6
27 Sep	11.727350	5:26:47	4×1260	1830	0.5023	0.8525	-24.385	0.20	-1.2 ± 0.5
27 Sep	11.793020	7:01:21	4×1190	1780	0.5109	0.8737	-24.388	0.21	0.8 ± 0.5
28 Sep	12.731900	5:33:27	4×1260	1350	0.6345	1.1773	-24.609	0.27	-0.2 ± 0.6
28 Sep	12.790960	6:58:30	4×1190	1410	0.6422	1.1964	-24.594	0.25	0.9 ± 0.6
29 Sep	13.730570	5:31:38	4×1260	1910	0.7659	1.5002	-24.453	0.19	0.9 ± 0.4
29 Sep	13.789550	6:56:34	4×1190	1870	0.7736	1.5193	-24.435	0.20	1.2 ± 0.5
30 Sep	14.735600	5:38:60	4×1260	1810	0.8981	1.8252	-24.389	0.21	0.0 ± 0.5
30 Sep	14.795470	7:05:13	4×1190	1790	0.9060	1.8446	-24.389	0.21	-0.9 ± 0.5
01 Oct	15.734770	5:37:55	4×1260	1630	1.0296	2.1483	-24.620	0.23	0.1 ± 0.5
01 Oct	15.794250	7:03:34	4×1190	1410	1.0374	2.1676	-24.619	0.28	-0.6 ± 0.6
02 Oct	16.749990	5:59:57	4×1260	940	1.1632	2.4766	-24.559	0.42	2.3 ± 1.0
03 Oct	17.717010	5:12:34	2×1260	980	1.2904	2.7893	-24.396	0.32	4.0 ± 0.7
04 Oct	18.803560	7:17:20	4×1260	1650	1.4334	3.1407	-24.554	0.23	3.6 ± 0.5
05 Oct	19.790550	6:58:42	4×1190	1540	1.5632	3.4598	-24.495	0.25	0.2 ± 0.6
07 Oct	21.752370	6:03:57	4×1260	1330	1.8214	4.0942	-24.510	0.27	1.7 ± 0.6
10 Oct	24.736150	5:40:56	4×1260	1650	2.2140	5.0590	-24.494	0.23	1.5 ± 0.5
10 Oct	24.795740	7:06:45	4×1190	1480	2.2218	5.0783	-24.507	0.26	0.3 ± 0.6
2007	(2454270+)				(430+)	(1058+)			
23 June	4.965370	11:03:25	4×600	1280	0.7178	0.5095	-24.489	0.30	1.5 ± 0.6
23 June	5.084790	13:55:23	4×600	1260	0.7335	0.5481	-24.442	0.31	-0.1 ± 0.6
26 June	8.078690	13:46:33	4×600	1060	1.1275	1.5162	-24.448	0.38	0.4 ± 0.7
27 June	8.877880	8:57:22	4×600	1200	1.2326	1.7746	-24.364	0.33	1.7 ± 0.6
28 June	9.878060	8:57:38	4×540	950	1.3642	2.0980	-24.545	0.43	0.1 ± 0.8
01 July	13.076750	13:43:44	4×600	1000	1.7851	3.1324	-24.541	0.42	0.8 ± 0.8
02 July	14.098770	14:15:26	4×600	990	1.9196	3.4629	-24.496	0.43	2.5 ± 1.0
03 July	15.008000	12:04:44	4×600	1050	2.0392	3.7569	-24.375	0.38	0.1 ± 0.7
03 July	15.079630	13:47:53	4×600	900	2.0486	3.7800	-24.367	0.47	1.3 ± 0.9
04 July	15.977750	11:21:10	4×700	870	2.1668	4.0705	-24.524	0.47	0.7 ± 0.9

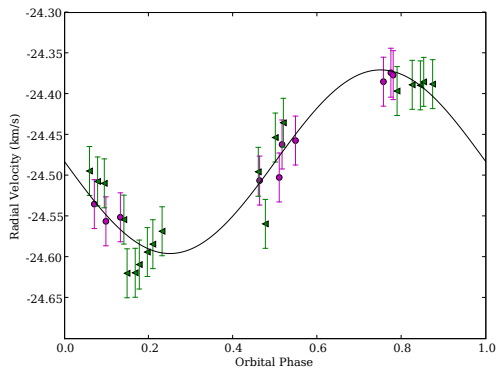


Figure 1. Radial velocities of HD 179949 derived from September 2009 (green triangles) and June 2007 (magenta dots) spectra as a function of orbital phase, with their error bars. The radial velocity curve plotted here is that using the orbital period and amplitude from Butler et al. (2006).

3 MAGNETIC FIELD AND DIFFERENTIAL ROTATION

3.1 Magnetic modelling

To reconstruct the magnetic map of the star and estimate the surface differential rotation, we use a tomographic imaging technique, called Zeeman-Doppler Imaging (ZDI). ZDI assumes that profile variations are only due to rotational modulation and differential rotation, and can invert (in this context) series of circular polarization Stokes V profiles into the parent magnetic topology and get an estimate of differential rotation at the surface of the star. The magnetic field is described by its radial poloidal, non-radial poloidal and toroidal components, all expressed in terms of spherical-harmonic expansions. This description of the magnetic field has many advantages: both simple and complex magnetic topologies can be reconstructed (Donati 2001); the energy of the axisymmetric and non-axisymmetric modes, as well as of the poloidal and toroidal components is calculated directly from the coefficients of the spherical harmonics. Given the low value of the projected rotational velocity $v \sin i$ ($7.02 \pm 0.50 \text{ km s}^{-1}$ Valenti & Fischer 2005), the resolution

at the surface of the star is limited; we therefore truncate the spherical-harmonic expansions to modes with $\ell \leq 6$. Whereas the longitudinal resolution depends mainly on the $v \sin i$, the latitudinal resolution depends also on the inclination of the star and the phase coverage of the observations.

To compute synthetic circular polarization profiles, ZDI decomposes the surface of the star into 7000 grid cells of similar projected areas (at maximum visibility) and calculates the contribution of each grid cell to the reconstructed profile, given the RV of the cell, the field strength and orientation, the location of the cell and its projected area. Summing the contribution of all grid cells yields the synthetic profile at a given rotation phase. ZDI proceeds by iteratively comparing the synthetic profiles to the observed ones, until they match within the error bars. Since the inversion problem is ill-posed, ZDI uses the principles of Maximum-Entropy image reconstruction (Skilling & Bryan 1984) to retrieve the simplest image compatible with the data.

The models we use to describe the local unpolarized Stokes I and circular polarized Stokes V profiles at each grid cell are quite simple. Stokes I profiles are modelled by a Gaussian with FWHM of 8 km s^{-1} and central rest wavelength of 550 nm. Stokes V profiles are modelled assuming the weak field approximation, i.e. that the local Stokes V profile is proportional to the effective Landé factor (set to 1.2), the line-of-sight projected component of the magnetic field and the derivative of the local Stokes I profile. This approximation is valid for HD 179949 (whose field strength is a few Gauss). The inclination angle of the star is approximately 60° given the $v \sin i$ of 7 km s^{-1} Valenti & Fischer 2005, the stellar radius of $1.19 \pm 0.03 R_\odot$ Fischer & Valenti 2005) and the rotation period of 7.6 d (see section 3.2.1).

Differential rotation (DR) at the surface of the star can be estimated using ZDI. Magnetic regions at different latitudes have different angular velocities, their signatures in the spectra repeat with different recurrence rates. We assume that the rotation at the surface of the star follows $\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2(\theta)$, where $\Omega(\theta)$ and Ω_{eq} are respectively the angular velocities at a latitude θ and at the equator, and $d\Omega$ is the difference in the rotation rate between the pole and the equator. When the data cover more than a rotational cycle and are well sampled over the rotation cycle, one can in principle measure the recurrence rate of magnetic regions and thus deduce the differential rotation rate of the star. In practice, this is done by reconstructing a magnetic map for each pair of differential rotation parameters (Ω_{eq} , $d\Omega$) at a given information content (constant magnetic energy), and deriving the associated chi-squared χ_r^2 at which modelled spectra fit observations. The optimum DR parameters are the ones minimizing χ_r^2 . They are obtained by fitting the surface of the χ_r^2 map with a paraboloid around the minimum value of χ_r^2 (Donati et al. 2003).

3.2 Results

3.2.1 Differential Rotation

To determine the DR of HD 179949, we applied the method described above to 2009 September data (better sampled and covering a longer time span than the 2007 June data set). The χ_r^2 map we obtain forms a well-defined paraboloid shown in Figure 2. The DR parameters we derive are $\Omega_{\text{eq}} =$

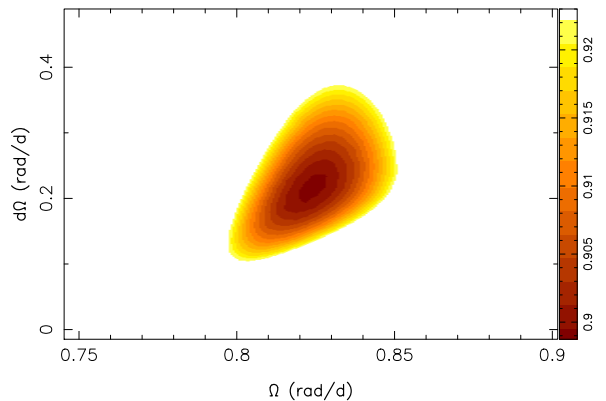


Figure 2. Variations of χ_r^2 as a function of Ω_{eq} and $d\Omega$, derived from the modelling of the Stokes V data set for 2009 September. The outer colour contour corresponds to a 2.7% increase in the χ_r^2 , and traces a 3σ interval (99.7% confidence level) for both parameters taken as a pair.

$0.824 \pm 0.007 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.216 \pm 0.061 \text{ rad d}^{-1}$, implying an equatorial rotation period of $7.62 \pm 0.07 \text{ d}$ and a polar rotation period of $10.3 \pm 0.8 \text{ d}$.

For 2007 June data set, we were not able to measure the DR parameters. The data are more noisy than those of 2009 September and the sampling of the rotational cycle is poorer. If we fit the data down to a χ_r^2 value of 0.75 (which we consider normally as overfitting the data), we get the DR parameters similar to those of 2009 September.

3.2.2 Magnetic configurations

For 2009 September, the reconstructed Stokes V profiles fit well the data down to a χ_r^2 value of 0.9 (see Fig. 3). The surface magnetic field (Fig. 4), producing these circular polarization profiles, is mainly poloidal (the poloidal energy contributes 90% of the total energy). Low order spherical harmonics contribute the most of the poloidal energy, the dipolar and quadrupolar contribution being about 40% each. 50% of the poloidal field is in axisymmetric modes (note that non-axisymmetric modes correspond to those where $m > l/2$ and axisymmetric ones to those with $m \leq l/2$). The toroidal field constitutes a small fraction of the total field (about 10%). This large-scale field configuration is typical for what one can find for stars with similar masses and rotation rates (Donati & Landstreet 2009).

For June 2007, assuming that the DR did not change over the two epochs, we fit the observed profiles to a χ_r^2 value of 0.9. The field is weaker than September 2009, but is still mainly poloidal (80% of the total energy). The poloidal component is mostly axisymmetric (60%). A summary of the field properties is presented in Table 2.

Comparing the magnetic field at both epochs, we notice that it is slightly stronger ($\sim 1 \text{ G}$) in 2009 September than in 2007 June, but this can be due to the better quality of the data set. The field is mainly poloidal at both epochs.

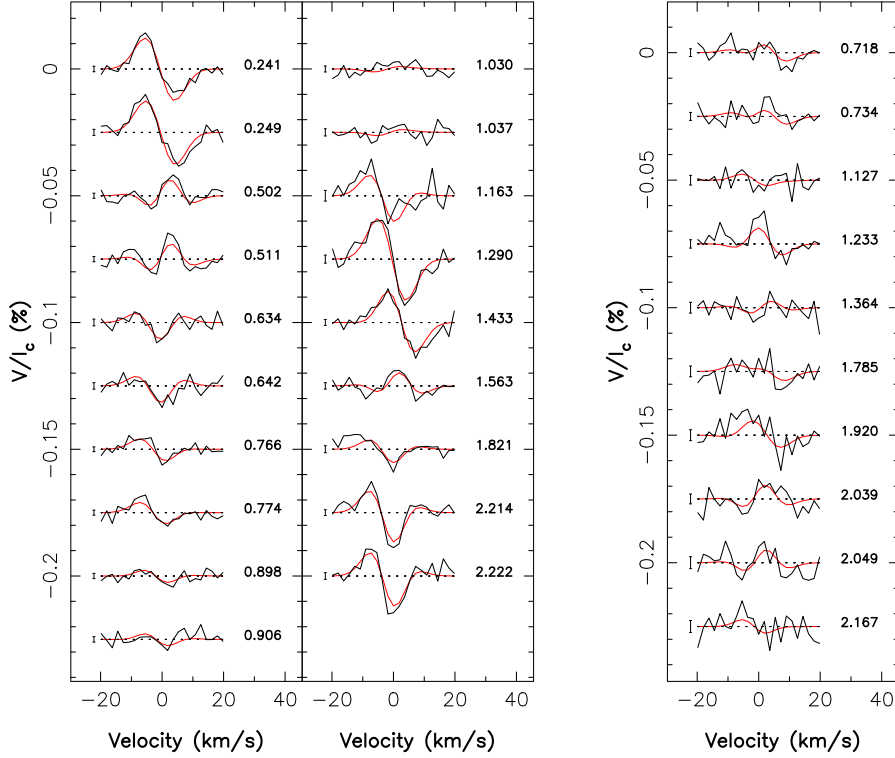


Figure 3. Circular polarization profiles of HD 179949 for 2009 September (left panel) and 2007 June (right panel). The observed and synthetic profiles are shown in black and red respectively. On the left of each profile we show a $\pm 1 \sigma$ error bar, while on the right the rotational cycles are indicated.

Table 2. The field properties for the two epochs of observations. The magnetic field strength averaged over the stellar surface is indicated in the second column (the error bar is of ± 0.3 Gauss for both seasons). The percentage of the poloidal energy relative to the total one and the percentage of the axisymmetric modes energy in the poloidal component relative to the poloidal energy are reported in column 3 and 4 respectively.

Epoch	B (G)	E_{poloidal} % of E_{total}	$E_{\text{axisymmetric}}$ % of poloidal
September 2009	3.7	90	50
June 2007	2.6	80	60

4 LARGE-SCALE CORONAL MAGNETIC FIELD

Using the surface magnetic maps, we can extrapolate the magnetic field to the corona. In this end, we use the Potential Field Source Surface (PFSS) code. This code was first written to model the solar coronal field (van Ballegoijen et al. 1998), and was later developed to be used for stars other than the Sun (Jardine et al. 2002).

We briefly summarise here the PFSS basic principles and underlying assumptions:

(i) The magnetic field \mathbf{B} is written as the gradient of a scalar potential ψ as $\mathbf{B} = -\nabla\psi$, i.e. the field is potential ($\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$)

(ii) The three components of the coronal field B_r , B_θ and B_ϕ are described by a spherical harmonics expansion

(iii) There is a source surface (of radius R_s) beyond which the field is purely radial $B_\theta(R_s) = B_\phi(R_s) = 0$

(iv) The boundary conditions for the radial field at the stellar surface are given by the ZDI magnetic maps (when having these maps, otherwise the magnetic field is modelled by a theoretical model).

Fig. 5 shows as an illustrative example the coronal field lines for the image corresponding to 2009 September, for a source surface located at $3.4 R_*$ (a plausible value given that the mean value of source surface radius of the Sun is $\sim 2.5 R_\odot$). Closed loops, connecting regions of different magnetic polarities, reach different heights in the corona ($< R_s$). Open field lines have a configuration close to those of a dipole tilted by $\sim 70^\circ$ relative to the rotational axis. The planet, at $8.1 R_*$, is beyond the source surface. Its magnetic field can reconnect with open field lines, along which the stellar wind can be launched. Given the field geometry and the inclination of the star, the open field lines are almost oriented along the line of sight for some rotational phases (0.2 to 0.35). The large-scale coronal magnetic field in 2007 June is also shown in Figure 5.

The extrapolation of the coronal field is essential to understand the environment in which the HJ evolves. In a forthcoming paper, we will extend our study to the energy budget provided to the planet on its orbit, the influence of the location of the source surface on this budget, and the

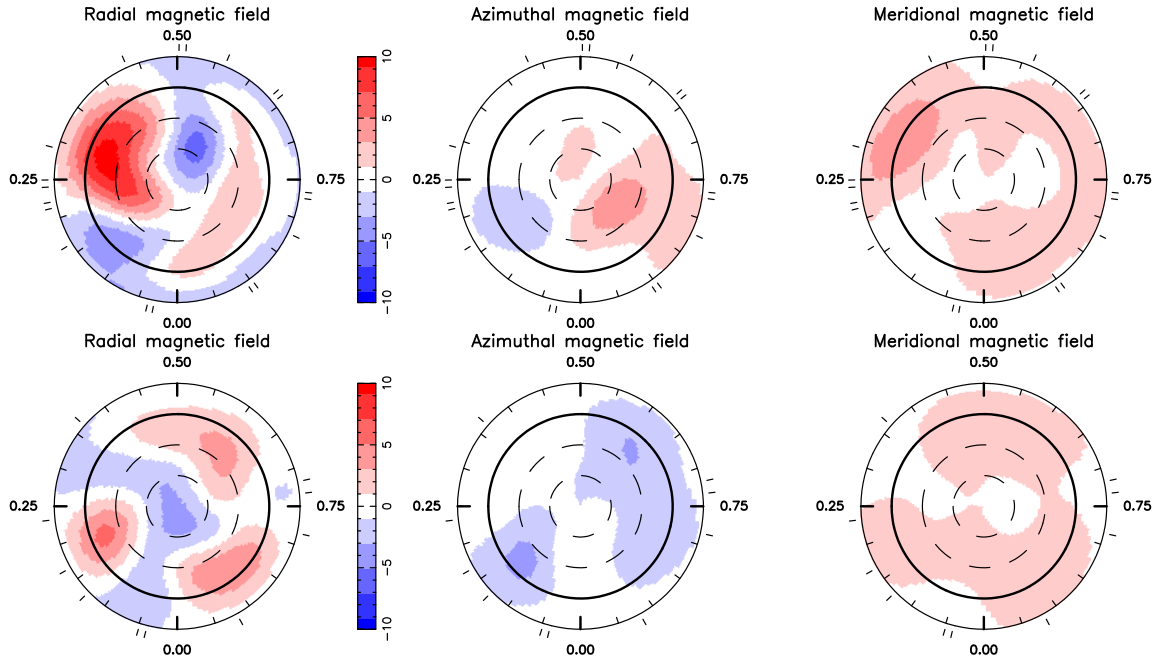


Figure 4. Magnetic maps of HD 179949 for 2009 September (upper panel) and June 2007 (lower panel). The three components of the field in spherical coordinates system in a flattened polar view of the star are presented, down to latitude -30° . The bold circle represents the equator. The small radial ticks around the star represent the rotational phases of our observations. The radial, azimuthal and meridional fields have the same color scale.

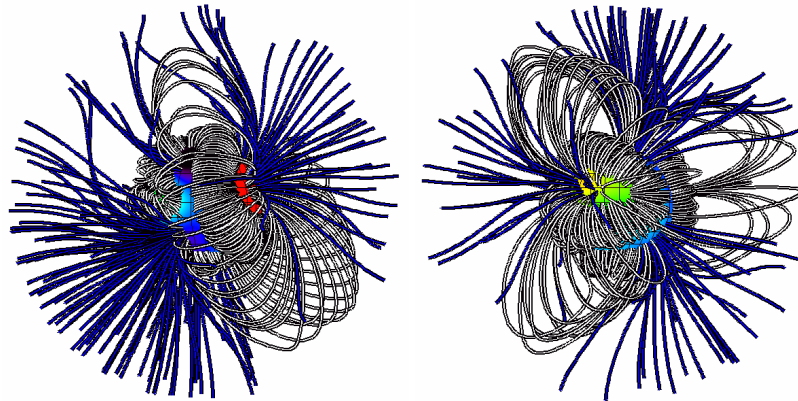


Figure 5. The extrapolated magnetic field of HD 179949 for 2009 September (left panel) and 2007 June (right panel). White lines corresponds to the closed magnetic lines and blue ones to the open field lines (reaching the source surface). The star is shown edged-on.

expected radio emission from a plasma interaction. We will also compare the PFSS technique to other techniques, such as magnetohydrodynamic (MHD) solutions and extrapolation assuming a force-free field (Lanza 2008).

5 STELLAR ACTIVITY

To study the temporal evolution of chromospheric activity, we analyzed two chromospheric activity proxies (Ca II H & K and H α lines).

For each observing season (2009 September and

2007 June), we calculate a mean profile per proxy. The variability in the proxy is calculated by subtracting this mean profile to the observed ones. The core of the residual profiles vary with time (see Fig. 6). To estimate the residual emission, we fit the line core with a Gaussian (fixing its FWHM and its center at the line center); the equivalent width of the Gaussian gives the residual emission. The Ca II H & K and H α residual emission are clearly correlated (Fig. 7, left panel).

The star exhibits variability on both short and long time scales. Our aim is to search for a periodic modulation of the

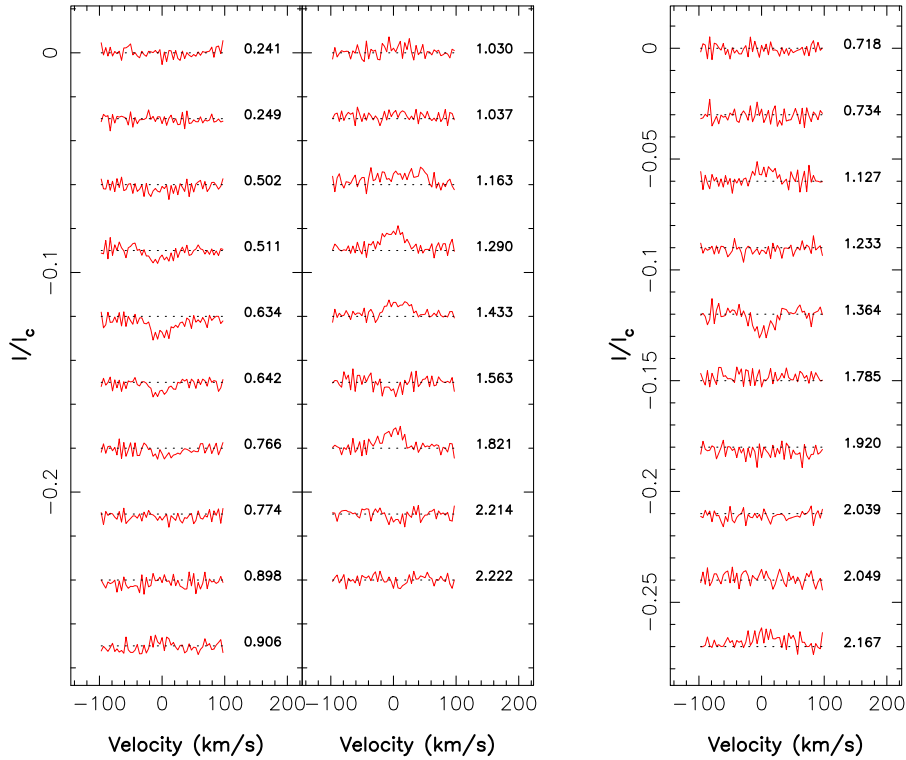


Figure 6. The Ca II H & K residual emission in September 2009 (left panel) and June 2007 (right panel). They show variable features at the center of the line. The rotational phases are indicated on the right of each profile.

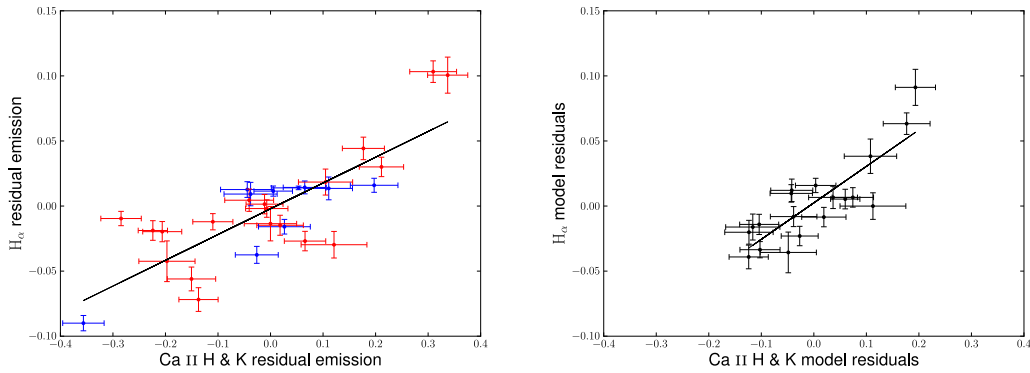


Figure 7. Left panel: $H\alpha$ vs Ca II H & K residual emission for both epochs of observation (2009 September in red and 2007 June in blue). The two quantities are correlated, the Pearson correlation coefficient is 0.8. The line is the best-fit linear function to the data, its slope is 0.20. Right panel: $H\alpha$ and Ca II H & K residuals for 2009 September after subtracting the best-fit model to the data at P_{rot} . The slope of the best-fit linear function is 0.28.

residual activity; a modulation by the beat period of the system would indicate a possible SPI magnetic interaction. We find that the activity is modulated, to first order, by the stellar rotation (not by the beat period nor by the orbital period). The open field lines resemble those of a strongly tilted dipole (see section 4), causing the activity to be mainly modulated by half the rotation period. We thus model the

variability by a sum of a linear function (for the long term variability) and two sine waves (one of period equal to the rotational period P_{rot} and one of period $P_{rot}/2$). This model includes the main frequency of the data and its first harmonic (adding a third component at frequency $P_{rot}/3$ (as in Boisse et al. (2011) does not modify the result significantly). Since the star rotates differentially, the rotational

HJD	Ca II H & K residual emission	H α residual emission
	(km s ⁻¹)	(km s ⁻¹)
9.739030	-0.007 ± 0.040	-0.002 ± 0.007
9.806520	0.018 ± 0.044	-0.015 ± 0.008
11.727350	-0.041 ± 0.047	0.004 ± 0.009
11.793020	-0.206 ± 0.037	-0.020 ± 0.008
12.731900	-0.285 ± 0.039	-0.010 ± 0.005
12.790960	-0.224 ± 0.028	-0.019 ± 0.008
13.730570	-0.110 ± 0.038	-0.012 ± 0.006
13.789550	-0.011 ± 0.035	0.001 ± 0.007
14.735600	0.105 ± 0.052	0.018 ± 0.010
14.795470	0.177 ± 0.040	0.044 ± 0.009
15.734770	0.121 ± 0.063	-0.030 ± 0.010
15.794250	0.066 ± 0.039	-0.027 ± 0.007
16.749990	-0.000 ± 0.050	-0.014 ± 0.013
17.717010	0.337 ± 0.038	0.101 ± 0.014
18.803560	0.211 ± 0.042	0.030 ± 0.007
19.790550	-0.197 ± 0.053	-0.042 ± 0.016
21.752370	0.310 ± 0.045	0.103 ± 0.008
24.736150	-0.150 ± 0.046	-0.056 ± 0.009
24.795740	-0.137 ± 0.037	-0.072 ± 0.009

Table 3. Ca II H & K and H α residual emission values for September 2009.

period ranges from 7.62 ± 0.07 d to 10.3 ± 0.8 d. For our fit, we fix the period and fit the other parameters of the model using a rejection criterion to omit the points distant by more than 10σ to the model. This procedure is repeated for all rotational periods, the best-fit rotational period is the one minimizing the χ^2 of the fit (the number of rejected points never exceeds 2 per fit).

Since we are looking for a possible modulation by the beat period and since activity is modulated mainly by rotation, we first subtract the best fit model to the data and look for periodic fluctuations in the residuals (to be called model residuals not to be confused with the residual activity). We fit these model residuals by a sine wave, and calculate the best-fit period of these model residuals.

For 2009 September, the Ca II H & K and H α residual emissions are modulated by $7.75^{+0.55}_{-0.55}$ d and $7.8^{+1.15}_{-1}$ d respectively, reflecting the fact that both quantities are strongly correlated (see figure 8 and left panel of figure 7, and table 3 for the residual emission values). The slope of the best-fit linear function of H α vs Ca II H & K residual emission is 0.20. To calculate the false-alarm probability (fap) of these signals, we produce 10000 simulated data sets by night-shuffling, and fit each data set using the same procedure as for our observed data set. The number of data sets for which the χ^2 of the best-fit period is inferior to the χ^2 of our original signal are divided by 10000 to give the fap (Note that we also used the gaussian random noise method to simulate the data sets; the calculated faps (using the random noise data sets) are similar to the ones calculated using night-shuffling). The fap of the Ca II H & K periodicity is about 6%, that of H α is higher ($\sim 30\%$). We then subtracted the best-fit model for each proxy, and calculated the model residuals. The Ca II H & K model residuals are modulated by $5.35^{+0.6}_{-0.65}$ d, the H α ones by $5.5^{+0.7}_{-0.8}$ d (with a fap of 20 and 7% respectively). These model residuals are correlated, as shown in Fig. 7 (right panel). The slope of the H α model

residuals vs Ca II H & K model residuals is 0.28, higher than that of the residual emission (0.20). This correlation may be interpreted as an activity enhancement, seen in both proxies, due to the same physical phenomenon. The beat period of the system ranges from 4.27 to 5.23 days, roughly compatible with the period of the observed fluctuations (within the error bars). The activity enhancement in the model residuals does not correspond to a single orbital phase. This enhancement happens at different orbital cycles (0.86, 2.47 and 4.1), contrary to what was already reported for this system.

For 2007 June, the Ca II H & K residual emission is modulated by $8.6^{+0.65}_{-3.5}$ d (fap of 0.06%). We do not find a periodic modulation in the model residuals of the Ca II H & K emission after subtracting the best-fit model. No hints of SPI are found for this epoch.

6 DISCUSSION

We present in this paper the first study of the large-scale magnetic field of the Hot Jupiter hosting star HD 179949. We reconstructed the large-scale surface magnetic field at two observing epochs in 2009 September and 2007 June using ZDI. The field is mainly poloidal (the poloidal component contributing 80 – 90% of the total energy), with a strength of a few Gauss (up to 10 Gauss in some local regions). The field configurations, properties, and polarity show no main changes when comparing both observing seasons. We detected differential rotation at the surface of the star, the latitudinal shear between the pole and the equator being of $d\Omega = 0.216 \pm 0.061$ rad d⁻¹ and the angular velocity at the equator being of $\Omega_{\text{eq}} = 0.824 \pm 0.007$ rad d⁻¹. The equatorial and polar rotation periods are of 7.62 ± 0.07 d and 10.3 ± 0.8 d respectively. The overall field polarity is similar during both seasons, though we can not exclude an evolution on short timescale (Fares et al. 2009). We will continue monitoring the system, observing it at least once a year to study the evolution of the large-scale magnetic field of the star. A comparison between the evolution of the magnetic field of similar spectral type stars, with and without HJs, is the way to understand whether the presence of HJ influences the magnetic field generation (possibly due to tidal interactions).

This star is reported to show activity enhancement modulated by the orbital period for some observing epochs (Shkolnik et al. (2003, 2005, 2008)). To study possible enhancement due to magnetospheric SPI, we studied the coronal large-scale magnetic field and the stellar activity.

The coronal magnetic field is calculated using extrapolation techniques applied to the surface magnetic maps we derived. The field resembles that of a strongly tilted dipole.

The stellar activity proxies (Ca II H & K and H α) show residual emission modulated by the rotation of the star to the first order. We looked for lower amplitude fluctuations by subtracting the rotational modulation to the residual emission. The new Ca II H & K and H α model residuals are periodic and correlated. The variation of these H α model residuals as a function of those of the Ca II H & K shows a trend different from the variation of the H α residual emission as a function of that of the Ca II H & K (having a higher slope value). The periods that best modulate these model residuals roughly match the beat period of the system, sug-

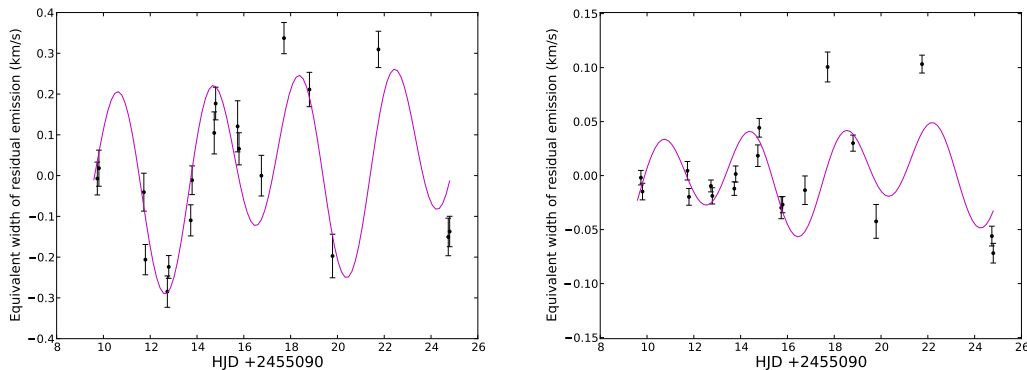


Figure 8. Ca II H & K (left) and H α (right) residual emissions fitted by a linear function and a sum of two sine waves having as periods P and $P/2$ for September 2009. The best fit period to the data is 7.75 d and 7.8 d respectively.

gesting that a SPI magnetospheric interaction may be at the origin of such an effect.

Further observations of the large scale stellar magnetic field are required to study the magnetic cycle length, and possible influences of the planet on the stellar magnetic cycle. Combining observations at different wavelengths will allow us a detailed study of SPI, since it provides information for the system from the stellar surface to the corona.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is based on observations obtained with ESPaDOnS at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). CFHT/ESPaDOnS are operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (INSU/CNRS) of France, and the University of Hawaii. We thank the CFHT staff for their help during the observations.

REFERENCES

- Boisse I., Bouchy F., Hébrard G., Bonfils X., Santos N., Vauclair S., 2011, *A&A*, 528, A4+
- Butler R. P., Wright J. T., Marcy G. W., Fischer D. A., Vogt S. S., Tinney C. G., Jones H. R. A., Carter B. D., Johnson J. A., McCarthy C., Penny A. J., 2006, *ApJ*, 646, 505
- Cohen O., Drake J. J., Kashyap V. L., Saar S. H., Sokolov I. V., Manchester W. B., Hansen K. C., Gombosi T. I., 2009, *ApJL*, 704, L85
- Cranmer S. R., Saar S. H., 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*, p. 0702530
- Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, *ApJ*, 533, L151
- Donati J., 2001, in H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuyper ed., *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy Vol. 573 of Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, *Imaging the Magnetic Topologies of Cool Active Stars*. pp 207–+
- Donati J., Landstreet J. D., 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 333
- Donati J.-F., Cameron A., Petit P., 2003, *MNRAS*, 345, 1187
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Fares R., Donati J., Moutou C., Bohlender D., Catala C., Deleuil M., Shkolnik E., Cameron A. C., Jardine M. M., Walker G. A. H., 2009, *MNRAS*, 398, 1383
- Fares R., Donati J., Moutou C., Jardine M. M., Griebmeier J., Zarka P., Shkolnik E. L., Bohlender D., Catala C., Cameron A. C., 2010, *MNRAS*, 406, 409
- Fischer D. A., Valenti J., 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Griebmeier J.-M., Zarka P., Spreeuw H., 2007, *A&A*, 475, 359
- Jardine M., Collier Cameron A., Donati J., 2002, *MNRAS*, 333, 339
- Kashyap V. L., Drake J. J., Saar S. H., 2008, *ApJ*, 687, 1339
- Lanza A. F., 2008, *A&A*, 487, 1163
- McIvor T., Jardine M., Holzwarth V., 2006, *MNRAS*, 367, L1
- Poppenhaeager K., Robrade J., Schmitt J. H. M. M., 2010, *A&A*, 515, A98+
- Preusse S., Kopp A., Büchner J., Motschmann U., 2006, *A&A*, 460, 317
- Rubenstein E. P., Schaefer B. E., 2000, *ApJ*, 529, 1031
- Shkolnik E., Bohlender D. A., Walker G. A. H., Collier Cameron A., 2008, *ApJ*, 676, 628
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., 2003, *ApJ*, 597, 1092
- Shkolnik E., Walker G., Bohlender D., Gu P., Kürster M., 2005, *ApJ*, 622, 1075
- Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, 211, 111
- Valenti J. A., Fischer D. A., 2005, *VizieR Online Data Catalog*, 215, 90141
- van Ballegooijen A. A., Nisenson P., Noyes R. W., Löfdahl M. G., Stein R. F., Nordlund Å., Krishnakumar V., 1998, *ApJ*, 509, 435

Table des figures

1.1	Distribution masse/demi-grand axe de l'orbite des exoplanètes	5
1.2	Diagrammes masse/excentricité des Jupiter chauds et masse/rayon des Jupiter chauds en transit	6
1.3	Obliquité des Jupiter chauds en fonction de la température effective de leur étoile hôte	8
2.1	Paramètres de Stokes	16
2.2	Polarisation des composantes du triplet Zeeman	19
2.3	Diagramme énergétique des transitions atomiques en présence d'un champ magnétique	20
2.4	Mesure de l'effet Zeeman dans une tache solaire	22
2.5	Principe de base du polarimètre	24
2.6	Exemple de profils Stokes I et V et le profil test N	26
2.7	Principe de l'imagerie Doppler	28
2.8	Exemple de reconstruction d'une géométrie magnétique stellaire	31
3.1	La variation de vitesse radiale de τ Boo induite par la présence d'une planète	40
3.2	Les profils Stokes V observés et reconstruits pour τ Boo	42
3.3	Les cartes reconstruites de champ magnétique de τ Boo	43
3.4	Les cartes reconstruites de champ magnétique de HD 179949	44
3.5	Les cartes reconstruites de champ magnétique de HD 189733	45
3.6	Diagramme Masse/Rotation d'étoiles froides étudiées en spectropolarimétrie.	46
3.7	Carte de rotation différentielle de HD 189733	49
3.8	Rotation différentielle d'étoiles froides en fonction de la température de surface.	50
3.9	Variation des flux magnétiques de champ radiale et azimutale en fonction du temps pour τ Boo	51
3.10	Variation des flux magnétiques de champ radiale et azimutale en fonction du temps pour HD 189733 et HD 179949	52

4.1	Variation du flux dans la raie K du Ca II obtenue par Shkolnik et al. (2008)	56
4.2	La raie du Ca II K intégrée sur le disque solaire, et cette même raie pour le Soleil calme et pour une région active	57
4.3	Spectres des trois étoiles étudiées : HD 189733, τ Boo et HD 179949 .	58
4.4	Raie moyenne du Ca II H & K calculée pour HD 189733	58
4.5	Profils résiduels de Ca II H & K de HD 189733	59
4.6	Calcul de l'activité résiduelle par ajustement gaussien	59
4.7	Correlation entre les émissions résiduelles du Ca II H & K et H_α pour τ Boo	61
4.8	Correlation entre les émissions résiduelles du Ca II H & K et H_α pour HD 179949 et HD 189733	62
4.9	Variations de l'activité résiduelle et modélisation de cette variation pour τ Boo et HD 179949	65
4.10	Variations de l'activité résiduelle et modélisation de cette variation pour HD 189733	65
4.11	La corrélation entre les résidus de Ca II H & K et H_α après soustraction du meilleur modèle de variation de l'activité résiduelle	68
5.1	Extrapolation du champ magnétique de surface de HD 189733 dans la couronne stellaire	72
5.2	Extrapolation du champ magnétique de surface de HD 179949 dans la couronne stellaire	72
5.3	Variation de l'énergie magnétique le long de l'orbite planétaire de HD 189733 b	75
5.4	Variation de l'énergie magnétique le long de l'orbite planétaire de HD 179949 b	76
5.5	Valeur de l'énergie magnétique au niveau de la planète τ Boo b . . .	78
5.6	Émissions radio du système solaire et d'autres cibles connues (Zarka, 1998)	79
5.7	Flux radio estimé d'une interaction étoile-exoplanète dans le système HD 189733	81

Liste des tableaux

1.1	Différents types d'émissions radio selon les propriétés magnétiques du plasma et de l'obstacle Zarka (2006)	12
3.1	Liste de paramètres stellaires des étoiles observées	37
3.2	Liste des paramètres planétaires des systèmes observés	38
3.3	Résumé des observations analysées pendant cette thèse	39
3.4	Propriétés magnétiques des étoiles observées	47
3.5	Caractéristiques de la rotation différentielle des étoiles étudiées	49
4.1	Corrélation entre l'émission résiduelle de Ca II H & K et H $_{\alpha}$	62
4.2	Les périodes de rotations de l'équateur et le pôle stellaires, et les périodes synodiques du système	67

Bibliographie

- Altschuler, M. D. & Newkirk, G. : 1969, *Sol. Phys.* **9**, 131
- Aly, J. J. & Seehafer, N. : 1993, *Sol. Phys.* **144**, 243
- Applegate, J. H. : 1992, *Astrophys. J.* **385**, 621
- Applegate, J. H. & Patterson, J. : 1987, *Astrophys. J., Lett.* **322**, L99
- Baglin, A., Michel, E., Auvergne, M., & The COROT Team : 2006, in *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, Vol. 624 of *ESA Special Publication*
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L., Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, T., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russell, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H., & Whitney, J. H. : 1995, *Astrophys. J.* **438**, 269
- Baliunas, S. L., Henry, G. W., Donahue, R. A., Fekel, F. C., & Soon, W. H. : 1997, *Astrophys. J., Lett.* **474**, L119+
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. : 2010, *Reports on Progress in Physics* **73(1)**, 016901
- Barnes, J. R., Cameron, A. C., Donati, J., James, D. J., Marsden, S. C., & Petit, P. : 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357**, L1
- Barnes, S. A. : 2007, *Astrophys. J.* **669**, 1167
- Batygin, K. & Stevenson, D. J. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **714**, L238
- Borucki, W., Koch, D., Batalha, N., Caldwell, D., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., Dunham, E., Gautier, T. N., Geary, J., Gilliland, R., Jenkins, J., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., & Rowe, J. : 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 253 of *IAU Symposium*, pp 289–299

- Boss, A. P. : 1997, *Science* **276**, 1836
- Bouchy, F. & The Sophie Team : 2006, in L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou (eds.), *Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies*, pp 319–325
- Brown, S., Donati, J.-F., Rees, D., & Semel, M. : 1991, *Astron. & Astrophys.* **250**, 463
- Buccino, A. P. & Mauas, P. J. D. : 2008, *Astron. & Astrophys.* **483**, 903
- Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Vogt, S. S., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., Carter, B. D., Johnson, J. A., McCarthy, C., & Penny, A. J. : 2006, *Astrophys. J.* **646**, 505
- Cameron, A. G. W. : 1978, *Moon and Planets* **18**, 5
- Cébron, D., Le Bars, M., Leontini, J., Maubert, P., & Le Gal, P. : 2010a, *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **182**, 119
- Cébron, D., Maubert, P., & Le Bars, M. : 2010b, *Geophysical Journal International* **182**, 1311
- Cébron, D., Moutou, C., Le Bars, M., Le Gal, P., & Fares, R. : 2010, in *Proceedings of OHP conference*, Vol. 624 of *ESA Special Publication*
- Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., Saar, S. H., Sokolov, I. V., Manchester, W. B., Hansen, K. C., & Gombosi, T. I. : 2009, *Astrophys. J., Lett.* **704**, L85
- Collier Cameron, A. : 2007, *Astronomische Nachrichten* **328**, 1030
- Collier Cameron, A. & Jianke, L. : 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269**, 1099
- Collier-Cameron, A. & Unruh, Y. C. : 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269**, 814
- Connerney, J. E. P. : 1993, *Journal of Geophysical Research* **98**, 18659
- Cranmer, S. R. & Saar, S. H. : 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints* p. 0702530
- Cuntz, M., Saar, S. H., & Musielak, Z. E. : 2000, *Astrophys. J.* **533**, L151
- Deutsch, A. J. : 1957, *Astron. J.* **62**, 139
- Donati, J. : 2001, in H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers (ed.), *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, Vol. 573 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pp 207–+

- Donati, J. : 2003, in J. Trujillo-Bueno & J. Sanchez Almeida (ed.), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 307 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 41–+
- Donati, J., Cameron, A. C., Semel, M., Hussain, G. A. J., Petit, P., Carter, B. D., Marsden, S. C., Mengel, M., López Ariste, A., Jeffers, S. V., & Rees, D. E. : 2003a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345**, 1145
- Donati, J., Collier Cameron, A., & Petit, P. : 2003b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345**, 1187
- Donati, J., Howarth, I. D., Jardine, M. M., Petit, P., Catala, C., Landstreet, J. D., Bouret, J., Alecian, E., Barnes, J. R., Forveille, T., Paletou, F., & Maset, N. : 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370**, 629
- Donati, J. & Landstreet, J. D. : 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, 333
- Donati, J., Morin, J., Delfosse, X., Forveille, T., Farès, R., Moutou, C., & Jardine, M. : 2009, in E. Stempels (ed.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1094 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 130–139
- Donati, J.-F., Moutou, C., Farès, R., Bohlender, D., Catala, C., Deleuil, M., Shkolnik, E., Cameron, A. C., Jardine, M. M., & Walker, G. A. H. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385**, 1179
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. : 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **291**, 658
- Dunstone, N. J., Hussain, G. A. J., Cameron, A. C., Marsden, S. C., Jardine, M., Barnes, J. R., Ramirez Velez, J. C., & Donati, J. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387**, 1525
- Fabrycky, D. & Tremaine, S. : 2007, *Astrophys. J.* **669**, 1298
- Fares, R., Donati, J., Moutou, C., Bohlender, D., Catala, C., Deleuil, M., Shkolnik, E., Cameron, A. C., Jardine, M. M., & Walker, G. A. H. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398**, 1383
- Fares, R., Donati, J., Moutou, C., Jardine, M. M., & al : 2011, *to be submitted to Mon. Not. R. Astron. Soc.*
- Fares, R., Donati, J., Moutou, C., Jardine, M. M., Grießmeier, J., Zarka, P., Shkolnik, E. L., Bohlender, D., Catala, C., & Cameron, A. C. : 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 409

- Fischer, D. A. & Valenti, J. : 2005, *Astrophys. J.* **622**, 1102
- García, R. A., Mathur, S., Salabert, D., Ballot, J., Régulo, C., Metcalfe, T. S., & Baglin, A. : 2010, *Science* **329**, 1032
- Ge, J., van Eyken, J., Mahadevan, S., DeWitt, C., Kane, S. R., Cohen, R., Vanden Heuvel, A., Fleming, S. W., Guo, P., Henry, G. W., Schneider, D. P., Ramsey, L. W., Wittenmyer, R. A., Endl, M., Cochran, W. D., Ford, E. B., Martín, E. L., Israelian, G., Valenti, J., & Montes, D. : 2006, *Astrophys. J.* **648**, 683
- Goldreich, P. & Tremaine, S. : 1980, *Astrophys. J.* **241**, 425
- Grießmeier, J.-M., Zarka, P., & Spreeuw, H. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **475**, 359
- Guillot, T. : 2008, *Physica Scripta Volume T* **130(1)**, 014023
- Hartman, J. D. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **717**, L138
- Henry, G. W., Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Fekel, F. C., & Soon, W. : 2000a, *Astrophys. J.* **531**, 415
- Henry, G. W., Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Fekel, F. C., & Soon, W. : 2000b, *Astrophys. J.* **531**, 415
- Ibgui, L., Burrows, A., & Spiegel, D. S. : 2010, *Astrophys. J.* **713**, 751
- Jardine, M., Barnes, J. R., Donati, J., & Collier Cameron, A. : 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **305**, L35
- Jardine, M. M., Gregory, S. G., & Donati, J. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386**, 688
- Jeffers, S. V. & Donati, J.-F. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **390**, 635
- Jin, L. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **720**, L211
- Kane, S. R., Horne, K., Street, R. A., Pollaco, D. L., James, D., Tsapras, Y., & Collier Cameron, A. : 2003, in D. Deming & S. Seager (ed.), *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, Vol. 294 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 387–390
- Kashyap, V. L., Drake, J. J., & Saar, S. H. : 2008, *Astrophys. J.* **687**, 1339
- Khokhlova, V. L. & Riabchikova, T. A. : 1975, *Astrophys. & Space Sci.* **34**, 403
- Knutson, H. A., Howard, A. W., & Isaacson, H. : 2010, *Astrophys. J.* **720**, 1569

- Kochukhov, O., Drake, N. A., Piskunov, N., & de la Reza, R. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **424**, 935
- Laine, R. O., Lin, D. N. C., & Dong, S. : 2008, *Astrophys. J.* **685**, 521
- Landi Degl'Innocenti, E., Bagnulo, S., & Fossati, L. : 2007, in C. Sterken (ed.), *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization*, Vol. 364 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 495–+
- Landin, N. R., Mendes, L. T. S., & Vaz, L. P. R. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **510**, A46+
- Lanza, A. F. : 2008, *Astron. & Astrophys.* **487**, 1163
- Latham, D. W., Stefanik, R. P., Mazeh, T., Mayor, M., & Burki, G. : 1989, *Nature* **339**, 38
- Le Bars, M., Lacaze, L., Le Dizès, S., Le Gal, P., & Rieutord, M. : 2010, *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **178**, 48
- Lecavelier Des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **500**, L51
- Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I., & Levrard, B. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **516**, A64+
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P., Fridlund, M., Samuel, B., Ollivier, M., Guenther, E., Deleuil, M., Deeg, H. J., Auvergne, M., Alonso, R., Aigrain, S., Alapini, A., Almenara, J. M., Baglin, A., Barbieri, M., Bruntt, H., Bordé, P., Bouchy, F., Cabrera, J., Catala, C., Carone, L., Carpano, S., Csizmadia, S., Dvorak, R., Erikson, A., Ferraz-Mello, S., Foing, B., Fressin, F., Gandolfi, D., Gillon, M., Gondoin, P., Grasset, O., Guillot, T., Hatzes, A., Hébrard, G., Jorda, L., Lammer, H., Llebaria, A., Loeillet, B., Mayor, M., Mazeh, T., Moutou, C., Pätzold, M., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Renner, S., Samadi, R., Shporer, A., Sotin, C., Tingley, B., Wuchterl, G., Adda, M., Agogu, P., Appourchaux, T., Ballans, H., Baron, P., Beaufort, T., Bellenger, R., Berlin, R., Bernardi, P., Blouin, D., Baudin, F., Bodin, P., Boissnard, L., Boit, L., Bonneau, F., Borzeix, S., Briet, R., Buey, J., Butler, B., Cailleau, D., Cautain, R., Chabaud, P., Chaintreuil, S., Chiavassa, F., Costes, V., Cuna Parrho, V., de Oliveira Fialho, F., Decaudin, M., Defise, J., Djalal, S., Epstein, G., Exil, G., Fauré, C., Fenouillet, T., Gaboriaud, A., Gallic, A., Gamet, P., Gavalda, P., Grolleau, E., Gruneisen, R., Gueguen, L., Guis, V., Guivarc'h, V., Guterman, P., Hallouard, D., Hasiba, J., Heuripeau, F., Huntzinger, G., Hustaix, H., Imad, C., Imbert, C., Johlander, B., Jouret, M., Journoud, P., Karioty, F.,

- Kerjean, L., Lafaille, V., Lafond, L., Lam-Trong, T., Landiech, P., Lapeyrere, V., Larqué, T., Laudet, P., Lautier, N., Lecann, H., Lefevre, L., Leruyet, B., Leva-cher, P., Magnan, A., Mazy, E., Mertens, F., Mesnager, J., Meunier, J., Michel, J., Monjoin, W., Naudet, D., Nguyen-Kim, K., Orcesi, J., Ottacher, H., Perez, R., Peter, G., Plasson, P., Plesseria, J., Pontet, B., Pradines, A., Quentin, C., Reynaud, J., Rolland, G., Rollenhagen, F., Romagnan, R., Russ, N., Schmidt, R., Schwartz, N., Sebbag, I., Sedes, G., Smit, H., Steller, M. B., Sunter, W., Surace, C., Tello, M., Tiphène, D., Toulouse, P., Ulmer, B., Vandermarcq, O., Vergnault, E., Vuillemin, A., & Zanatta, P. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **506**, 287
- Leroy, J.-L. : 1998, *La polarisation de la lumière et l'observation astronomique*, Gordon and Breach Science Publishers
- Levrard, B., Winisdoerffer, C., & Chabrier, G. : 2009, *Astrophys. J., Lett.* **692**, L9
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. C. B. : 1993, in E. H. Levy & J. I. Lunine (ed.), *Protostars and Planets III*, pp 749–835
- Linsky, J. L. : 1980, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **18**, 439
- Marsden, S., Donati, J.-F., Semel, M., Petit, P., & Carter, B. : 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370**, 468
- Mathys, G., Hubrig, S., Landstreet, J. D., Lanz, T., & Manfroid, J. : 1997, *VizieR Online Data Catalog* **412**, 30353
- Matsumura, S., Takeda, G., & Rasio, F. A. : 2008, *Astrophys. J., Lett.* **686**, L29
- Maulik, D., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. : 1997, *Persistent Sub-Yearly Chromospheric Variations in Lower Main-Sequence Stars : Tau Booe and alpha COM*, Technical report
- Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., Udry, S., Bertaux, J., Beust, H., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Perrier, C., Queloz, D., & Santos, N. C. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **507**, 487
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., Bouchy, F., Rupprecht, G., Lo Curto, G., Avila, G., Benz, W., Bertaux, J.-L., Bonfils, X., dall, T., Dekker, H., Delabre, B., Eckert, W., Fleury, M., Gilliotte, A., Gojak, D., Guzman, J. C., Kohler, D., Lizon, J.-L., Longinotti, A., Lovis, C., Megevand, D., Pasquini, L., Reyes, J., Sivan, J.-P., Sosnowska, D., Soto, R., Udry, S., van Kesteren, A., Weber, L., & Weilenmann, U. : 2003, *The Messenger* **114**, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. : 1995, *Nature* **378**, 355

- McIvor, T., Jardine, M., & Holzwarth, V. : 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367**, L1
- Melo, C., Santos, N. C., Pont, F., Guillot, T., Israelian, G., Mayor, M., Queloz, D., & Udry, S. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **460**, 251
- Metcalf, T. S., Basu, S., Henry, T. J., Soderblom, D. R., Judge, P. G., Knölker, M., Mathur, S., & Rempel, M. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **723**, L213
- Meunier, N. & Delfosse, X. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **501**, 1103
- Mizuno, H. : 1980, *Progress of Theoretical Physics* **64**, 544
- Montes, D., Fernandez-Figueroa, M. J., de Castro, E., & Cornide, M. : 1994, *Astron. & Astrophys.* **285**, 609
- Morin, J., Donati, J.-F., Forveille, T., Delfosse, X., Döbler, W., Petit, P., Jardine, M. M., Cameron, A. C., Albert, L., Manset, N., Dintrans, B., Chabrier, G., & Valenti, J. A. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **384**, 77
- Morton, T. D. & Johnson, J. A. : 2010, *ArXiv e-prints*
- Moss, D. & Brandenburg, A. : 1995, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* **80**, 229
- Moutou, C., Donati, J.-F., Savalle, R., Hussain, G., Alecian, E., Bouchy, F., Catala, C., Collier Cameron, A., Udry, S., & Vidal-Madjar, A. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **473**, 651
- Nagasawa, M., Ida, S., & Bessho, T. : 2008, *Astrophys. J.* **678**, 498
- Nordstrom, B., Mayor, M., Andersen, J., Holmberg, J., Pont, F., Jorgensen, B. R., Olsen, E. H., Udry, S., & Mowlavi, N. : 2004, *VizieR Online Data Catalog* **5117**, 0
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. : 2005, *Astrophys. J.* **622**, 1118
- Pál, A. : 2009, *Ph.D. thesis*, Department of Astronomy, Eötvös Loránd University
- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., Noyes, R. W., Fischer, D. A., Johnson, J. A., Henry, G. W., Butler, R. P., Marcy, G. W., Howard, A. W., Sipőcz, B., Latham, D. W., & Esquerdo, G. A. : 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401**, 2665

- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Kovács, G., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Butler, R. P., Sasselov, D. D., Sipőcz, B., Esquerdo, G. A., Kovács, G., Stefanik, R., Lázár, J., Papp, I., & Sári, P. : 2008, *Astrophys. J.* **680**, 1450
- Pepe, F., Mayor, M., Queloz, D., Benz, W., Bonfils, X., Bouchy, F., Lo Curto, G., Lovis, C., Mégevand, D., Moutou, C., Naef, D., Rupprecht, G., Santos, N. C., Sivan, J., Sosnowska, D., & Udry, S. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **423**, 385
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., Avila, G., Ballester, P., Beckers, J.-L., Benz, W., Bertaux, J.-L., Bouchy, F., Buzzoni, B., Cavadore, C., Deiries, S., Dekker, H., Delabre, B., D'Odorico, S., Eckert, W., Fischer, J., Fleury, M., George, M., Gilliotte, A., Gojak, D., Guzman, J.-C., Koch, F., Kohler, D., Kotzłowski, H., Lacroix, D., Le Merrer, J., Lizon, J.-L., Lo Curto, G., Longinotti, A., Megevand, D., Pasquini, L., Petitpas, P., Pichard, M., Queloz, D., Reyes, J., Richaud, P., Sivan, J.-P., Sosnowska, D., Soto, R., Udry, S., Ureta, E., van Kesteren, A., Weber, L., Weilenmann, U., Wicenc, A., Wieland, G., Christensen-Dalsgaard, J., Dravins, D., Hatzes, A., Kürster, M., Paresce, F., & Penny, A. : 2002, *The Messenger* **110**, 9
- Perna, R., Menou, K., & Rauscher, E. : 2010, *Astrophys. J.* **724**, 313
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., Richaud, Y., Richaud, P., Moreaux, G., Merzougui, M., Sottile, R., Hill, L., Knispel, G., Regal, X., Meunier, J., Ilovaisky, S., Le Coroller, H., Gillet, D., Schmitt, J., Pepe, F., Fleury, M., Sosnowska, D., Vors, P., Mégevand, D., Blanc, P. E., Carol, C., Point, A., Laloge, A., & Brunel, J. : 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*
- Petit, P., Dintrans, B., Morgenthaler, A., van Grootel, V., Morin, J., Lanoux, J., Aurière, M., & Konstantinova-Antova, R. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **508**, L9
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. : 1996, *Icarus* **124**, 62
- Pont, F. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **396**, 1789
- Poppenhaeger, K., Robrade, J., & Schmitt, J. H. M. M. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **515**, A98+
- Preusse, S., Kopp, A., Büchner, J., & Motschmann, U. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **460**, 317

- Rees, D. E. & Semel, M. D. : 1979, *Astron. & Astrophys.* **74**, 1
- Reiners, A. & Christensen, U. R. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **522**, A13+
- Rice, J. B. & Wehlau, W. H. : 1994, *Astron. & Astrophys.* **291**, 825
- Rieutord, M. : 2004, in A. Maeder & P. Eenens (ed.), *Stellar Rotation*, Vol. 215 of *IAU Symposium*, pp 394–+
- Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., Lionello, R., Ledvina, S. A., & Luhmann, J. G. : 2006, *Astrophys. J.* **653**, 1510
- Rubenstein, E. P. & Schaefer, B. E. : 2000, *Astrophys. J.* **529**, 1031
- Saito, T., Kozuka, Y., Oki, T., & Akasofu, S. : 1991, *Journal of Geophysical Research* **96**, 3807
- Sánchez-Lavega, A. : 2004, *Astrophys. J., Lett.* **609**, L87
- Schatten, K. H. : 1970, *Sol. Phys.* **15**, 499
- Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. : 1969, *Sol. Phys.* **6**, 442
- Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., & Title, A. M. : 2003, *Astrophys. J.* **590**, 493
- Semel, M. : 1989, *Astron. & Astrophys.* **225**, 456
- Semel, M. & Li, J. : 1996, *Sol. Phys.* **164**, 417
- Shkolnik, E., Bohlender, D. A., Walker, G. A. H., & Collier Cameron, A. : 2008, *Astrophys. J.* **676**, 628
- Shkolnik, E., Walker, G., & Bohlender, D. : 2003, *Astrophys. J.* **597**, 1092
- Shkolnik, E., Walker, G., Bohlender, D., Gu, P., & Kürster, M. : 2005, *Astrophys. J.* **622**, 1075
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **358**, 593
- Skilling, J. & Bryan, R. K. : 1984, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **211**, 111
- Smith, A. M. S., Cameron, A. C., Greaves, J., Jardine, M., Langston, G., & Backer, D. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395**, 335
- Stevenson, D. J. : 2003, *Earth and Planetary Science Letters* **208**, 1

- Takeda, G., Ford, E. B., Sills, A., Rasio, F. A., Fischer, D. A., & Valenti, J. A. : 2007, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **168**, 297
- Valenti, J. A. & Fischer, D. A. : 2005, *VizieR Online Data Catalog* **215**, 90141
- van Ballegooijen, A. A., Nisenson, P., Noyes, R. W., Löfdahl, M. G., Stein, R. F., Nordlund, Å., & Krishnakumar, V. : 1998, *Astrophys. J.* **509**, 435
- Vidotto, A. A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T. I. : 2009, *Astrophys. J.* **699**, 441
- Vogt, S. S. & Penrod, G. D. : 1983, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **95**, 565
- Wang, Y. & Sheeley, Jr., N. R. : 1992, *Astrophys. J.* **392**, 310
- Watson, C. A. & Marsh, T. R. : 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405**, 2037
- White, O. R. & Livingston, W. C. : 1981, *Astrophys. J.* **249**, 798
- Winn, J. N. : 2007, in C. Afonso, D. Weldrake, & T. Henning (ed.), *Transiting Extrapolar Planets Workshop*, Vol. 366 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 170–+
- Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., & Johnson, J. A. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **718**, L145
- Winn, J. N., Holman, M. J., Henry, G. W., Roussanova, A., Enya, K., Yoshii, Y., Shporer, A., Mazeh, T., Johnson, J. A., Narita, N., & Suto, Y. : 2007, *Astron. J.* **133**, 1828
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. : 1992, *Nature* **355**, 145
- Zahn, J.-P. : 1994, *Astron. & Astrophys.* **288**, 829
- Zarka, P. : 1998, *Journal of Geophysical Research* **103**, 20159
- Zarka, P. : 2006, *Formation planétaire et exoplanètes, Ecole thématique du CNRS, Goutelas (Loire), 23 - 27 mai 2005 Edited by J.-L. Halbwachs, D. Egret, and J.-M. Hameury. Strasbourg : Observatoire astronomique de Strasbourg et Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), 2006, p. 191-242 <http://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/>* **28**, 190
- Zarka, P. : 2007, *Planet. Space Sci.* **55**, 598
- Zarka, P. : 2008, in M.-J. Goupil & J.-P. Zahn (ed.), *EAS Publications Series*, Vol. 29 of *EAS Publications Series*, pp 245–273

Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B. : 2001, *Astrophys. & Space Sci.* **277**, 293

Zeeman, P. : 1897, *Astrophys. J.* **5**, 332

Abstract

Extrasolar planets at small orbital distances (hot Jupiters) interact with their hosting star in several ways : irradiation, gravitation, flow of particles and magnetic fields. The planet, embedded in the large-scale stellar magnetic field throughout its orbit, can influence the star in the form of induced photospheric activity, or by influencing the stellar magnetic field via tidal interactions.

Over the course of this PhD, spectropolarimetric observations of a sample of stars with a hot Jupiter allowed me to study their magnetic structure and evolution via Zeeman-Doppler Imaging. These stars show similar magnetic properties to other cool stars without Hot Jupiter. But, for the first time, a magnetic cycle on a star other than the Sun was observed. Compared to the solar cycle, this cycle is accelerated, suggesting that the planet may influence the stellar magnetic field. I have also used a second method to study the planet's influence on the star : the stellar activity.

In addition to this observational study, I have examined the coronal magnetic field by extrapolating the surface magnetograms. I was thus able to calculate the magnetic budget at the planet's orbit, an important ingredient for my estimations of the planetary radio flux.

Résumé

Les planètes extrasolaires en orbite proche (Jupiter chauds ou Pégasides) sont soumises à de fortes interactions avec leur étoile : rayonnement, effets gravitationnels, flot de particules, champ magnétique. La planète, baignée dans le champ magnétique de son étoile tout au long de son orbite, peut déclencher des réactions en retour sur son étoile, qui se manifesteraient par exemple par une activité photosphérique induite ou une influence sur le champ magnétique stellaire par interactions de marée.

Au cours de cette thèse, le suivi en spectropolarimétrie d'un échantillon d'étoiles hôtes de Jupiter chaud m'a permis d'étudier la structure et l'évolution de leur champ magnétique par imagerie Zeeman-Doppler. Les étoiles étudiées montrent des caractéristiques magnétiques similaires celles des étoiles froides sans Jupiter chaud. Mais pour la première fois, un cycle magnétique a été observé pour une autre étoile que le Soleil. Comparé au cycle magnétique solaire, ce cycle est accéléré, suggérant que la planète pourrait influencer l'étoile. J'ai également exploré un deuxième moyen d'étude de l'influence planétaire sur l'étoile : l'activité stellaire.

En plus de ce travail observationnel, j'ai étudié le champ magnétique dans la couronne stellaire, par extrapolation des magnétogrammes de surface. J'ai pu calculer ainsi le budget énergétique au niveau de la planète, un ingrédient essentiel dans la prédiction de l'émission radio exoplanétaire effectué pendant cette thèse.