



Dynamo des étoiles de type solaire : impact de la masse et de la rotation

Audrey Morgenthaler

► To cite this version:

Audrey Morgenthaler. Dynamo des étoiles de type solaire : impact de la masse et de la rotation. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00713213

HAL Id: tel-00713213

<https://theses.hal.science/tel-00713213>

Submitted on 29 Jun 2012

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : *Astrophysique*

Présentée et soutenue par *Audrey Morgenthaler*
Le 5 avril 2012

Titre :

Dynamo des étoiles de type solaire : impact de la masse et de la rotation

JURY

Jérôme Bouvier (rapporteur)
Andrew Collier Cameron (rapporteur)
Boris Dintrans (examineur)
Agnès Lèbre (examineur)
Arturo Lopez-Ariste (examineur)
Pascal Petit (directeur de thèse)
Michel Rieutord (président du jury)

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace*
Unité de recherche : *Institut de recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*

Directeur de Thèse : *Pascal Petit*

Rapporteurs : *Jérôme Bouvier & Andrew Collier Cameron*

Remerciements

Après ces trois ans et demi passés au Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes puis à l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, il paraît indispensable de remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin au déroulement de mon doctorat.

Je commencerai par Sylvie Roques, qui m'a soutenue et m'a donné la chance de commencer cette thèse. Merci également à Dominique Lullier et Marie-Claude Cathala pour leur gentillesse et leur efficacité à résoudre mes problèmes administratifs.

Je suis bien entendu reconnaissante à tous les membres de mon jury de thèse : Andrew Collier Cameron et Jérôme Bouvier qui ont accepté de prendre de leur temps précieux pour rapporter mon manuscrit, Michel Rieutord qui a présidé ce jury, Arturo López Ariste, Agnès Lèbre et Boris Dintrans qui ont été des examinateurs très impliqués, ainsi que Pascal Petit, mon directeur de thèse. Il m'est très difficile d'exprimer mes remerciements à Pascal en quelques mots. Son mérite le plus grand est sans doute d'avoir réussi la tâche extrêmement difficile qui incombe à un directeur de thèse : amener progressivement son étudiant à développer un travail et une réflexion scientifiques autonomes.

Je remercie les membres de l'équipe de Physique du Soleil et des Etoiles de Toulouse et de Tarbes dans laquelle j'ai évolué, spécialement Jérôme, Boris, Laurène et Michel pour les discussions et collaborations scientifiques qui m'ont beaucoup apportées. Je mentionnerai aussi l'équipe du Télescope Bernard Lyot qui a fait de mes nuits au Pic du Midi des moments mémorables. Merci donc à Yves, Gilles, Simon, Jean-Pierre, Jean-Marie, Pascal et Eric.

J'ai beaucoup apprécié la dimension cosmopolite des bureaux que j'ai occupés, principalement en compagnie de Valérie et Maria Eliana, et plus brièvement Alexandre, Luis et Dana. Je n'oublie pas non plus les thésards avec qui j'ai passés de très bons moments : Nicolas, Simon, Mickael, Vincent, Etienne, Rim, Julien, Gaël, Joël, Sylvain, Mélanie, Guilhem, Audrey, Céline, Laurianne et Aurélia.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à deux personnes particulières : Sylvie, qui a su m'écouter et m'encourager chaque fois que j'en avais besoin, et Pierre, avec qui j'ai beaucoup aimé partager nos points de vue de thésards sur la recherche et sur la vie en général.

Je remercie ma famille, en particulier mes parents et mon frère, de m'avoir apporté une aide matérielle et émotionnelle durant ces longues années d'études. Evidemment et enfin, je dis toute ma gratitude à Joseph, mon mari et meilleur ami, sans lequel rien n'aurait été possible, et à ma petite Melyane qui est un rayon de soleil permanent depuis son arrivée.

Sommaire

Remerciements	3
Sommaire	5
Introduction	7
1 Du champ magnétique solaire aux champs magnétiques des étoiles froides	9
2 Mesures spectropolarimétriques : acquisition et techniques d'exploitation	31
3 Evolution à court-terme	57
4 Evolution à long-terme et cycles magnétiques	67
5 Relations entre traceurs du champ magnétique et paramètres stellaires fondamentaux	89
Conclusions et perspectives	95
A Traceurs pour l'échantillon complet	99
Liste des figures	111
Liste des tables	113
Bibliographie	115
Publications	127
Table des matières	189

Introduction

La présence d'un champ magnétique est connue dans de nombreux types d'étoiles, depuis les étoiles de faible masse entièrement convectives jusqu'aux étoiles les plus massives. Le champ magnétique joue un rôle prépondérant à tous les stades d'évolution stellaire, de l'effondrement des nuages moléculaires qui constitue la phase la plus précoce de la vie d'une étoile, aux étoiles dégénérées qui ont épuisé leur carburant nucléaire, en passant par la séquence principale. Le premier champ magnétique stellaire directement mesuré a été celui du Soleil au début du $XX^{\text{ème}}$ siècle. Il revêt une importance particulière puisqu'il est maintenant établi que ses variations influencent directement l'environnement terrestre. Ainsi, ses fluctuations à long-terme peuvent être responsables de changements climatiques au niveau terrestre. L'exemple le plus frappant de cette influence est sans doute la survenue du petit âge glaciaire, du milieu du $XVI^{\text{ème}}$ siècle au milieu du $XIX^{\text{ème}}$ siècle. Il correspond à une baisse globale des températures dans l'hémisphère nord terrestre, attribuée à une baisse de l'activité solaire. Il est donc légitime de chercher à comprendre comment le champ magnétique du Soleil est créé et quels sont les mécanismes responsables de son évolution.

Le champ magnétique solaire à grande échelle est généré continuellement par l'intermédiaire d'une dynamo mettant en oeuvre l'action combinée de la convection et de la rotation dans l'enveloppe convective de l'étoile. Initialement développés pour le cas solaire, les modèles de dynamo ne parviennent toujours pas à décrire dans le détail la géométrie magnétique solaire et son évolution temporelle sous l'effet du cycle d'activité. L'observation d'autres étoiles froides semble être une option prometteuse pour repousser les limites actuelles, l'idée étant de replacer le Soleil dans un contexte évolutif et de déterminer comment les paramètres magnétiques de ces étoiles dépendent des paramètres stellaires fondamentaux, en particulier la masse et la période de rotation, qui sont ceux qui semblent influencer le plus efficacement la dynamo.

La connexion entre le cas solaire et ce contexte stellaire plus général s'est cependant heurtée jusqu'à récemment à l'absence de mesure directe du champ magnétique sur des étoiles suffisamment similaires au Soleil pour permettre une transposition fiable des modèles existants. Depuis quelques années, les performances des spectropolarimètres stellaires de dernière génération ESPaDOnS (Canada-France-Hawaï Telescope) et NARVAL (Télescope Bernard Lyot, Pic du Midi) ont rendu de telles mesures possibles. Ces instruments sont en effet les premiers à offrir une précision suffisante dans la mesure des signatures Zeeman pour détecter le champ à grande échelle des étoiles exhibant des niveaux d'activité semblables à celui du Soleil. Des observations régulières d'un échantillon d'une vingtaine d'étoiles variant en masse et en période de rotation autour du cas solaire ont débuté avec NARVAL en 2007. Les premiers résultats de ces observations spectropolarimétriques ont été obtenus juste avant le début de cette thèse sur un sous-échantillon de quatre jumeaux solaires. Leur champ magnétique à grande échelle a pu être reconstruit grâce à l'imagerie Zeeman-Doppler, une technique d'imagerie tomographique basée sur la modulation rotationnelle des signatures polarisées.

Le travail de cette thèse consiste à poursuivre les observations de l'échantillon d'étoiles froides déjà disponible pour étudier l'évolution de leur champ magnétique sur différentes échelles temporelles et spatiales. Les variations du champ magnétique seront ainsi étudiées sur des durées typiques allant de la période de rotation de l'étoile jusqu'à l'échelle d'un potentiel cycle d'activité. L'imagerie Zeeman-Doppler servira à reconstruire le champ à grande échelle des cibles observées, et d'autres techniques seront développées pour avoir accès à des traceurs du champ magnétique sensibles à la fois aux petites et aux grandes échelles spatiales du champ, tels que l'activité chromosphérique, l'élargissement par effet Zeeman et l'asymétrie de raies spectrales.

Du champ magnétique solaire aux champs magnétiques des étoiles froides

Sommaire

1.1	Observations du champ magnétique solaire	9
1.1.1	Le champ magnétique interne	10
1.1.2	La photosphère	11
1.1.3	La chromosphère	13
1.1.4	La couronne	14
1.1.5	Variations de l'activité et cycle solaire	14
1.2	Modéliser le champ magnétique solaire	18
1.2.1	Le problème de la dynamo	18
1.2.2	La dynamo solaire	18
1.2.3	Simulations numériques de dynamo	19
1.3	Le champ magnétique des étoiles froides	21
1.3.1	Etudes observationnelles	21
1.3.2	Dynamo des étoiles de type solaire	26

Ce premier chapitre présente les acquis théoriques et observationnels sur le champ magnétique du Soleil et des étoiles froides avant ce travail de thèse de doctorat. Une première partie expose brièvement les connaissances sur le champ magnétique solaire de l'intérieur du Soleil jusqu'à ses couches les plus externes. Une description du problème de la dynamo ainsi que les résultats les plus récents des modèles numériques sont introduits dans une deuxième partie. Enfin, une troisième partie présente les résultats observationnels de l'étude du champ magnétique des étoiles de type solaire.

1.1 Observations du champ magnétique solaire

Les régions de fort champ magnétique que sont les taches solaires ont été les premières structures qui ont permis d'étudier le magnétisme de notre étoile et son évolution temporelle. Les premières observations avérées de taches ont eu lieu en Chine, vraisemblablement à partir de 28 avant J.-C. (de Moidrey 1904, et références incluses). En Europe, les pionniers furent l'italien Galileo Galilei et les allemands Christoph Scheiner et David Fabricius, qui redécouvrirent indépendamment les taches solaires à travers divers instruments en 1610 et 1611. Fait remarquable, Christoph Scheiner nota aussi à ce moment-là que les taches se déplaçaient plus vite à l'équateur qu'au pôle, et mit donc en évidence pour la première fois

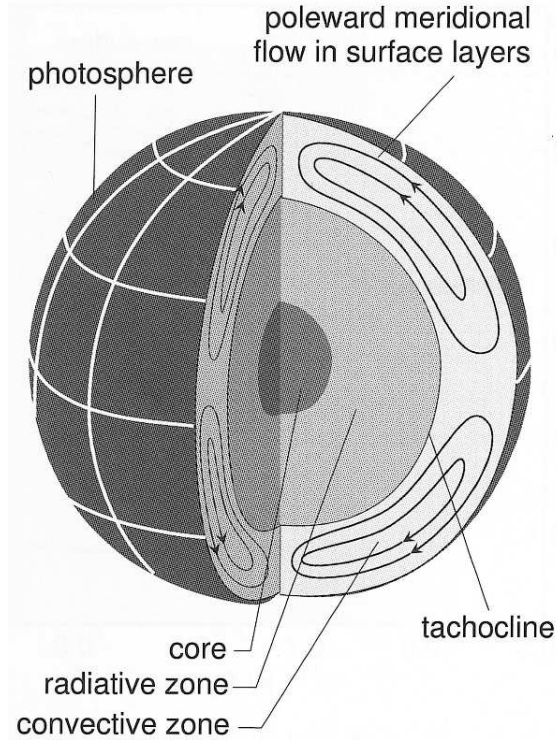


FIG. 1.1 – Coupe schématisique de l'intérieur solaire, avec le manteau et les zones radiatives et convectives. Figure tirée de [Lockwood \(2005\)](#).

la rotation différentielle du Soleil. Trois siècles plus tard, en observant un spectre solaire, George Ellery Hale remarqua que les raies observées au niveau des régions calmes du Soleil étaient fines, alors que celles situées dans les taches étaient plus larges ou se scindaient. Il interpréta cette observation comme étant directement imputable à l'effet Zeeman¹, et il en déduisit le caractère magnétique des taches solaires ([Hale 1908](#)).

Depuis ces premières découvertes, les observations du Soleil et de son activité magnétique se sont étoffées. Elles permettent de développer notre connaissance sur les structures solaires interne et externe, sur la structure champ magnétique ainsi que sur leur évolution temporelle. Les paragraphes suivants ont pour but de présenter brièvement les récentes avancées dans ces domaines.

1.1.1 Le champ magnétique interne

L'intérieur du Soleil est constitué de plusieurs régions caractérisées par des propriétés physiques différentes, et représentées sur la figure 1.1.

Zone radiative Elle s'étend jusqu'à environ $0.71R_{\odot}$ (e.g. [Christensen-Dalsgaard et al. 1996](#)) et est approximativement en rotation solide ([Howe et al. 2000](#)). Les simulations numériques de [Brun & Zahn \(2006\)](#), basées sur les équations de [Spiegel & Zahn \(1992\)](#), suggèrent qu'il n'existe pas de champ magnétique significatif à l'intérieur de la zone radiative. En effet, [Brun & Zahn \(2006\)](#) ont montré que si un champ fossile était présent dans cette zone, il diffuserait et finirait par atteindre la zone convective. Ceci aurait pour conséquence une extension de la rotation différentielle à la zone radiative, qui ne serait dans ce cas pas en rotation quasi-solide.

¹[Zeeman \(1897\)](#), description détaillée de l'effet Zeeman dans la section 2.1.

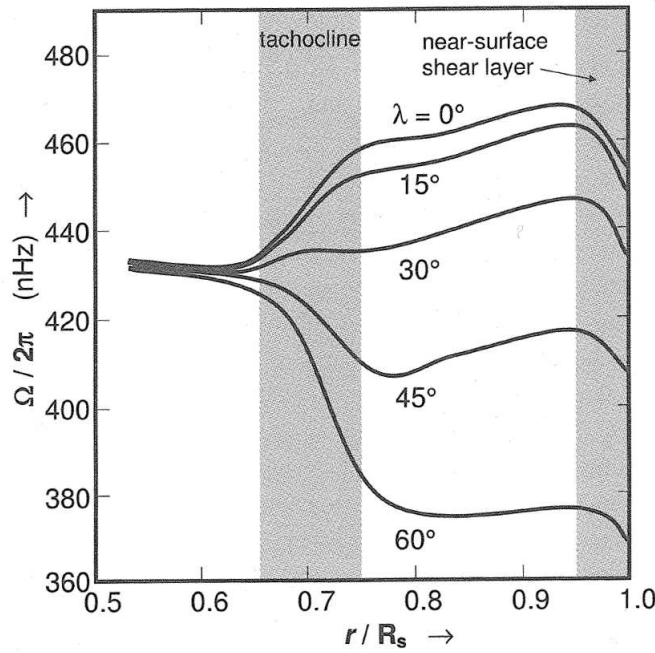


FIG. 1.2 – Taux de rotation moyens calculés à partir de l'inversion de données GONG sur un intervalle de temps de 4 ans. Les zones de forts gradients (tachocline et couche proche de la surface) sont grisées. Le taux de rotation $\Omega/2\pi$ est tracé en fonction de différentes latitudes solaires. Figure adaptée de [Howe *et al.* \(2000\)](#).

Zone convective Une zone convective turbulente se trouve au-dessus, jusqu'à $1R_{\odot}$. La zone convective renferme seulement 2% de la masse du Soleil et elle est caractérisée par sa rotation différentielle. En effet, l'équateur y tourne plus vite que les pôles avec une fréquence de rotation $f = 2\pi/\Omega$ d'en moyenne 470nHz contre 300nHz (voir Fig. 1.2). La figure 1.2 montre aussi que la rotation différentielle dépend principalement de la latitude et qu'elle est globalement stable à latitude fixée. En plus de la rotation différentielle, il existe également une circulation méridienne avec un sens de circulation de l'équateur au pôle dans la partie haute de la zone convective, et des pôles vers l'équateur dans la partie plus profonde ([Giles *et al.* 1997](#), et Fig. 1.1).

Tachocline La zone radiative et la zone convective sont séparées - ou reliées - par une fine couche appelée la tachocline ([Spiegel & Zahn 1992](#)). La tachocline est le siège de forts gradients de vitesse puisqu'elle se situe entre une enveloppe en rotation quasi-solide et une enveloppe en rotation différentielle ([Howe *et al.* 2000](#), et Fig. 1.2). La précision des données sismiques actuelles ne permet pas de déterminer son épaisseur, mais différents modèles suggèrent une valeur comprise entre 0.02 et $0.05R_{\odot}$ ([Charbonneau *et al.* 1999](#), par exemple). Comme nous le verrons plus loin, la tachocline joue un rôle prépondérant dans la génération du champ magnétique solaire (cf section 1.2.2).

1.1.2 La photosphère

La photosphère est la surface visible du Soleil. C'est une couche épaisse d'une centaine de kilomètres sur laquelle sont observables des taches et des facules entre lesquelles s'organise une granulation à différentes échelles. Sous la photosphère se situe la zone convective, et au-dessus l'atmosphère solaire (Fig. 1.1).

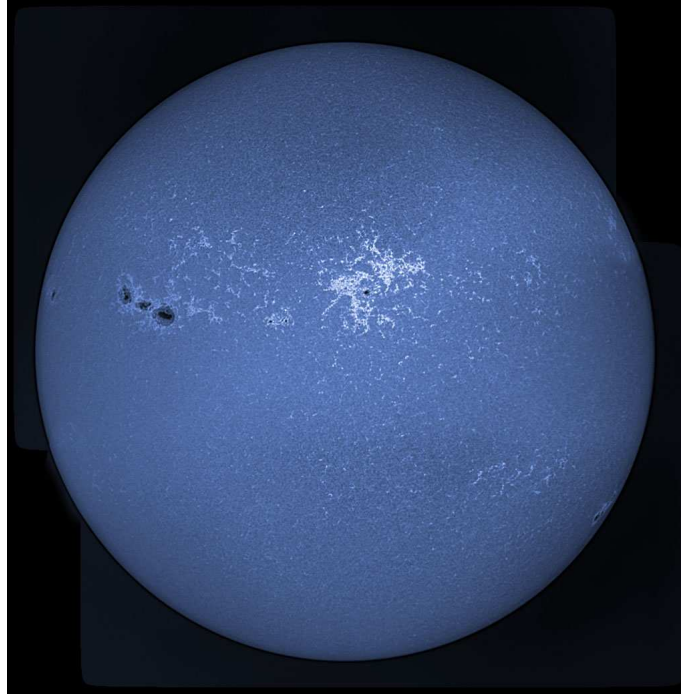


FIG. 1.3 – Surface solaire en CaK. Les régions les plus foncées correspondent aux taches et les régions les plus claires aux facules ([http ://www.schursastrophotography.com/solar/sol092511.html](http://www.schursastrophotography.com/solar/sol092511.html)).

Taches Comme il a été mentionné au début de la section, les taches solaires sont des régions magnétiques. Elles correspondent à l'émergence de tubes de flux magnétiques dont la source est un champ magnétique toroïdal interne au Soleil (Hale *et al.* 1919). Le champ est orienté radialement dans les taches et il est suffisamment intense (jusqu'à 4 kG au centre) pour bloquer la convection dans la zone convective située dessous. L'évacuation de l'énergie est donc inhibée à cet endroit et les taches solaires sont plus froides et plus sombres que le milieu environnant (Fig. 1.3). Leur centre, appelé ombre, est entouré d'une région moins sombre avec un champ plus faible appelée pénombre (Fig. 1.4). La durée de vie des taches varie entre quelques jours et quelques mois.

Facules Il existe aussi des taches brillantes sur la photosphère, les facules (Fig. 1.3). Le plus souvent proches des taches, ce sont des régions également très magnétiques (de l'ordre d'une centaine de G) avec un champ principalement radial. Elles sont en revanche beaucoup moins étendues et beaucoup plus nombreuses, et leur durée de vie ne dépasse pas quelques minutes. Les facules peuvent être isolées ou faire partie d'un groupe de plusieurs dizaines (voire centaines) de facules qui peut quant à lui subsister sur des durées allant de quelques semaines à plusieurs mois.

Granulation Des structures magnétiques à plus petite échelle, à l'échelle de la granulation, sont également présentes sur la photosphère. Les granules sont les sommets de cellules de convection de la zone convective. Le matériel ascendant, plus chaud, est plus brillant que le matériel descendant, plus froid. Ce dernier est observé sous forme de lignes plus sombres entourant les régions ascendantes (Fig. 1.4) (Hirzberger *et al.* 2001). Une granule persiste en moyenne 18 minutes sur la surface solaire, après quoi elle est détruite par la formation de nouvelles granules. Notons qu'il existe des échelles plus grandes d'organisation des flux de matière montants et descendants : la mésogranulation, avec des cellules de l'ordre de 3 à 10 Mm et une durée de vie d'une heure, et la supergranulation, avec des cellules de

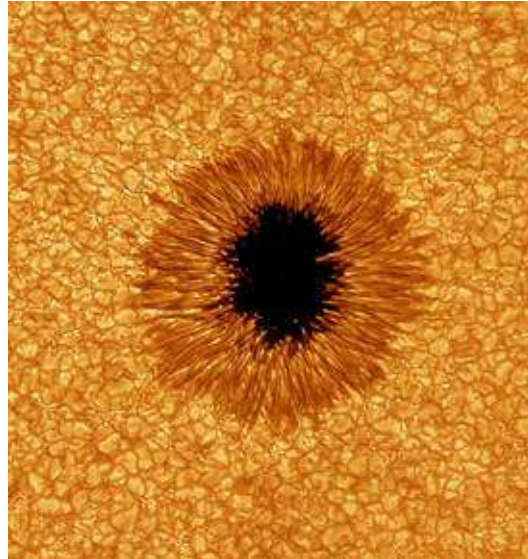


FIG. 1.4 – Observation d’une tache solaire. L’ombre, encerclée par la pénombre, est visible au centre. La granulation est présente tout autour. Crédit : Big Bear Solar Observatory.

l’ordre de 20 à 30 Mm et une durée de vie d’une journée (Ploner *et al.* 2000; Rieutord & Rincon 2010).

Le champ magnétique dans ces régions est beaucoup plus faible que dans les taches ou les facules. Il est donc plus influencé par la convection et de ce fait ne garde pas une orientation unique comme c’est le cas dans les régions à plus fort champ. A partir d’observations effectuées lors d’un minimum solaire avec le spectropolarimètre du satellite Hinode, Lites *et al.* (2008) ont montré que le champ magnétique est organisé à l’échelle de la mésogranulation, et que son vecteur présente des orientations à la fois horizontale et verticale.

Champ à grande échelle Le champ magnétique photosphérique présente également une organisation à l’échelle globale du Soleil. Ce champ à grande échelle possède une intensité voisine du Gauss (Babcock & Babcock 1955). Plus de précisions sur ce champ à grande échelle, et particulièrement sur sa variabilité, sont données dans la section 1.1.5.

Rotation différentielle Comme il a été mentionné au début de cette section, Christoph Scheiner observa que les taches se déplaçaient plus rapidement à l’équateur qu’aux pôles. La rotation différentielle de la photosphère a depuis pu être mesurée avec précision, et il a été établi que la période de rotation solaire est de 25 jours à l’équateur contre 35 jours aux pôles (Beck 2000).

1.1.3 La chromosphère

Elle est située au-dessus de la photosphère, s’étend sur $2.5 \times 10^6 m$ et constitue la couche la plus basse de l’atmosphère solaire. Une des particularités de cette couche est que la température y croît rapidement, passant d’en moyenne 6000 K à la surface solaire à 25 000 K au sommet de la chromosphère. Cette augmentation a pour effet d’accroître l’émission des raies de certains éléments présents, telle que l’émission dans le cœur des raies H (396.8649 nm) et K (393.3663 nm) du Calcium II (Stix 2004).

Le champ magnétique a tendance à s’étendre avec l’altitude à cause d’une diminution de la pression du gaz environnant. De ce fait, les lignes de champ, radiales dans les taches et les facules, deviennent plus inclinées avec l’altitude et forment des boucles qui joignent

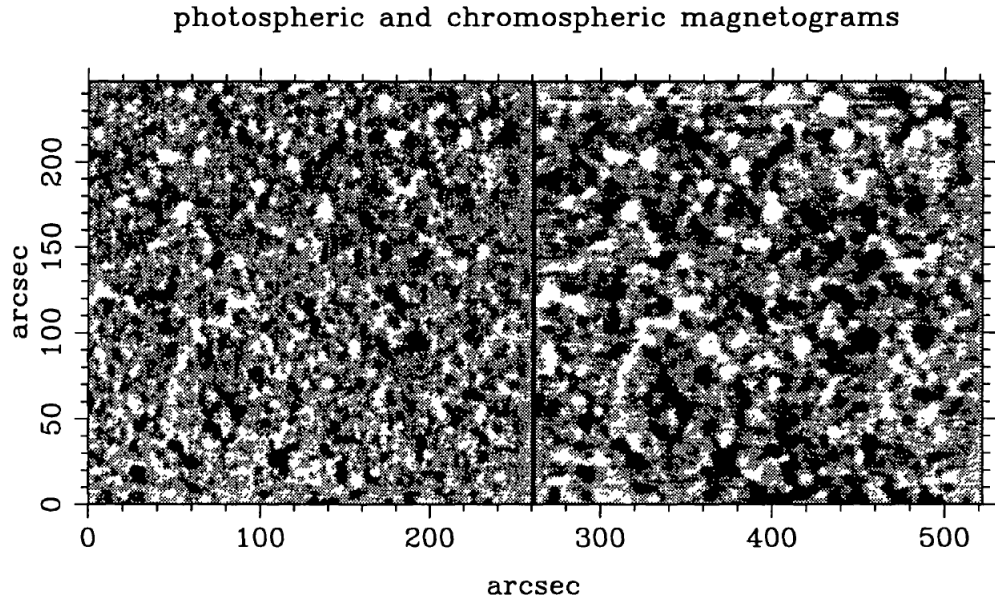


FIG. 1.5 – Magnétogrammes photosphérique (à gauche) et chromosphérique (à droite) simultanés, basés sur des données de [Harvey *et al.* \(1999\)](#) prises lors d'un minimum solaire. Figure tirée de [Keller \(2001\)](#).

deux régions de polarité opposée et qui surplombent des régions qui n'étaient pas dominées par un champ fort dans la photosphère (e.g. [Jones & Giovanelli 1983](#); [Keller 2001](#), et Fig. 1.5). La chromosphère porte ainsi des traces du champ magnétique de la photosphère telles que les facules, qui sont visibles sous la forme de régions chromosphériques brillantes et plus étendues appelées plages.

1.1.4 La couronne

La couronne solaire se situe juste au-dessus de la chromosphère. La température augmente rapidement dans la région de transition entre ces deux zones, passant de quelques 10^4 K à plusieurs millions de K. Les processus de cette élévation ne sont pas encore bien définis mais il est possible que le champ magnétique, par des effets de reconnexion et/ou d'enroulements, y joue un rôle important (e.g. [Gomez *et al.* 2000](#)). Les lignes du champ magnétique qui traversent la couronne sont particulièrement visibles lorsqu'elle est observée lors d'une éclipse (Fig. 1.6) ou à l'aide d'un coronographe. Le figure 1.6 montre aussi que la couronne n'a pas de limite spatiale extérieure claire. Dans la pratique, le seuil limite de $2.5R_{\odot}$ peut être utilisé. Il correspond à la limite au-delà de laquelle le flux magnétique qui émerge du Soleil est approximativement constant ([Suess *et al.* 1998](#)).

1.1.5 Variations de l'activité et cycle solaire

Heinrich Schwabe a été le premier à noter, en 1843 et après 17 ans d'observation, que le nombre de taches solaires semblait connaître des minima et des maxima régulièrement, sur une période de temps de l'ordre de la dizaine d'années ([Schwabe 1844](#)). Depuis, les observations continues du Soleil ont permis de confirmer cette hypothèse de variation cyclique par différentes méthodes.

La première méthode consiste à suivre l'évolution des taches solaires comme l'a fait Schwabe. La Figure 1.7, appelée communément diagramme papillon, représente une compilation du nombre de taches solaires observées par année et illustre le comportement des taches solaires au cours de cycles successifs. Au début de chaque cycle, des taches apparaissent dans chaque hémisphère à une latitude comprise entre 30° et 40° , puis leur



FIG. 1.6 – Photographie de l'éclipse totale du 22 juillet 2009, prise depuis les Iles Marshall. Les lignes de champ magnétique de la couronne solaire y sont particulièrement bien visibles. Crédits : Miloslav Druckmüller, Peter Aniol, Vojtech Rusin, Lubomir Klocok, Karel Martisek, Martin Dietzel.

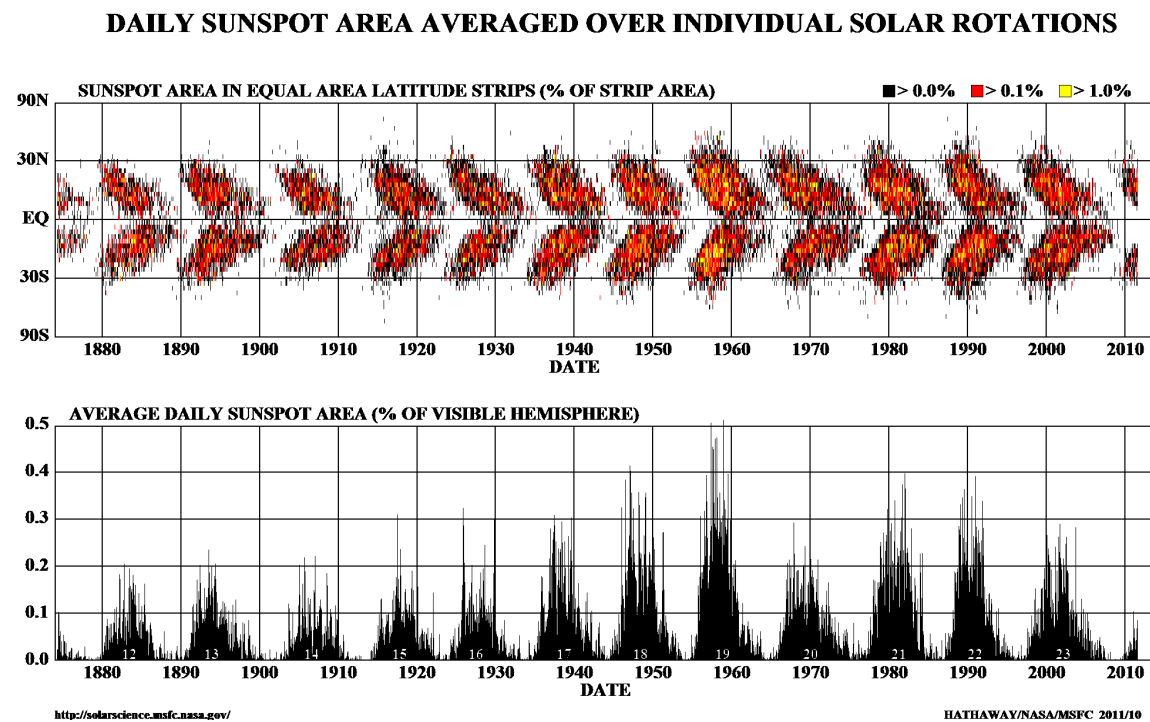


FIG. 1.7 – Panneau du haut : diagramme papillon, qui illustre la fraction (par bande de latitude de surface) recouverte par les taches en fonction du temps. Panneau du bas : surface quotidienne moyenne (en pourcentage de la surface visible) recouverte par les taches solaires en fonction du temps. De D. Hathaway, NASA/MFSC.

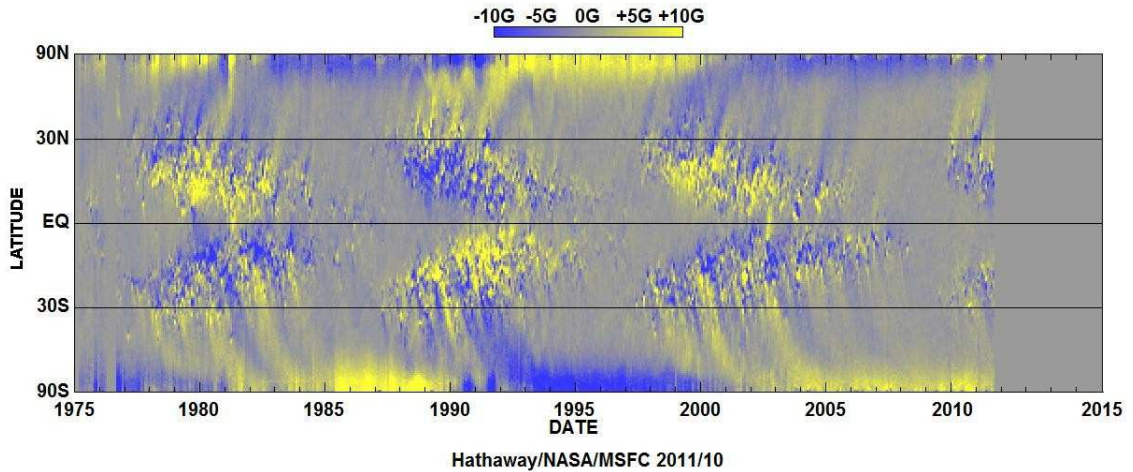


FIG. 1.8 – Magnétogramme de la composante radiale du champ magnétique de surface du Soleil. De D. Hathaway, NASA/MSFC.

latitude d'apparition baisse jusqu'à atteindre environ 8° en fin de cycle (Carrington 1860). En moyenne, la durée d'un tel cycle est de 11 ans. Dans certains cas, les taches à haute latitude apparaissent alors que les taches à basse latitude du cycle précédent n'ont pas encore disparu. Le moment du cycle où le nombre de taches est maximal est communément appelé maximum d'activité, alors que celui où le nombre de tache est minimal est appelé minimum d'activité. Notons également que le nombre maximal de taches varie d'un cycle à l'autre et qu'il existe des périodicités sur des échelles de temps plus longues, par exemple le cycle de Gleissberg sur un peu moins d'un siècle (Gleissberg (1939)). Enfin, il semble exister des composantes non-périodiques responsables de périodes d'inactivité plus ou moins prolongées (e.g. Lockwood 2005; Usoskin *et al.* 2009, et références incluses). Ainsi, de 1645 à 1715, époque appelée minimum de Maunder, le nombre de taches solaires est resté presque nul (Eddy 1976). Plus récemment, le dernier cycle solaire, qui s'est achevé en décembre 2008, a duré 1.6 ans de plus que la moyenne, avec une période prolongée sans tache en fin de cycle.

L'association de mesures de champ magnétique aux taches solaires a permis d'obtenir des informations supplémentaires sur le cycle solaire. La composante radiale du champ magnétique est présentée sur la Fig. 1.8, sa composante à basse latitude étant associée aux taches. Le plus souvent, une tache ou un groupe de taches qui émerge au début du cycle est couplée avec une autre tache ou un groupe de taches de polarité opposée, le tout formant un groupe communément appelé région magnétique bipolaire. Lorsque qu'une telle région émerge, il y a toujours un groupe de taches de même polarité "en tête" plus proche de l'équateur, et un groupe de taches de polarité opposée "en queue" plus proche du pôle. Les deux groupes de taches ne sont pas à la même latitude car le tube de flux magnétique qui en est à l'origine (cf section 1.1.2) a subi une torsion due à la force de Coriolis lors de son ascension vers la surface solaire. Au cours du temps, la circulation méridienne de la zone convective (cf section 1.1.1) entraîne les régions magnétiques bipolaires vers le pôle de l'hémisphère où elles sont apparues (Ossendrijver 2003), à une vitesse maximale de 10 m.s^{-1} (Snodgrass & Dailey 1996; Wöhl & Brajša 2001, par exemple). La structure des taches ne survit pas jusqu'à leur arrivée au pôle. En revanche, leur champ magnétique subsiste, et c'est la polarité de groupe de taches qui atteint le pôle en premier (donc celui qui était en queue) qui va dominer. Il est important de préciser que les polarités des taches en tête et en queue dans l'hémisphère nord sont toujours opposées à celles des taches de

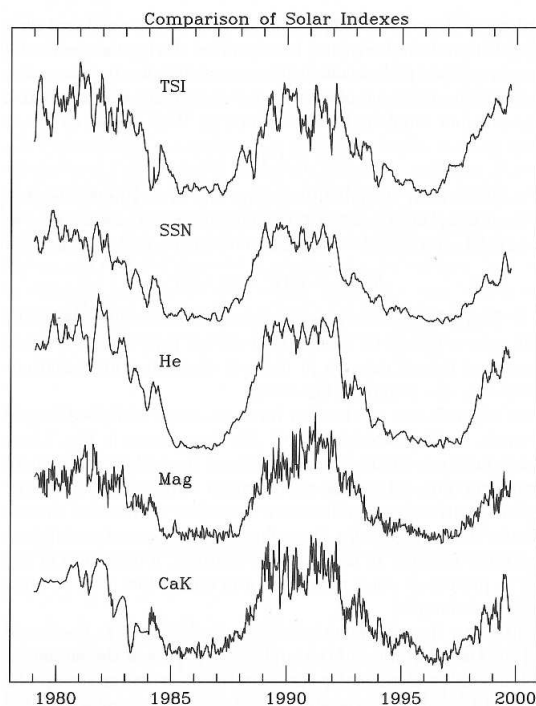


FIG. 1.9 – Variations temporelles de différents indices d’activité intégrés sur la surface solaire. De haut en bas : l’irradiance solaire totale (TSI), le nombre de taches (SSN), la largeur équivalente de He à 1083 nm en absorption (He), le module du flux magnétique total de surface (Mag), et la force de la raie du CaK dans une bande-passante de 0.1 nm centrée sur le coeur de la raie (CaK). De W.C. Livingston, NSO.

l’hémisphère sud, conduisant à des polarités opposées entre le pôle nord et le pôle sud. Les polarités sont également inversées lors de l’émergence des taches au cycle suivant. Par conséquent, la même configuration du champ magnétique est retrouvée au bout de deux cycles de 11 ans, conduisant au cycle solaire complet bien connu de 22 ans.

Par ailleurs, des observations du champ magnétique à grande échelle ont montré des variations de sa topologie au cours du cycle d’activité (Sanderson *et al.* 2003). Généralement, lors du minimum solaire, le champ est essentiellement un dipôle aligné sur l’axe de rotation, alors que lors du maximum, le dipôle est beaucoup plus incliné par rapport à l’axe de rotation et c’est la composante quadrupolaire du champ qui domine.

Des traceurs d’activité autres que les mesures de champ magnétique permettent également de retrouver le cycle solaire. Parmi eux, citons l’émission dans les raies H&K du Ca II intégrée sur le disque solaire (Hale & Fox 1908; Sheeley 1967), l’irradiance solaire totale, le flux magnétique de surface total, les variations de largeur équivalente de la raie de He à 1083 nm (Fig. 1.9), ou encore l’astérosismologie. Cette dernière méthode se base sur les oscillations acoustiques du Soleil (Gough *et al.* 1996). En particulier, les modes d’oscillation sont sensibles aux variations du champ magnétique, et leurs propriétés changent durant le cycle d’activité. Les fréquences d’oscillation du Soleil sont ainsi plus élevées au maximum du cycle alors que leur amplitude diminue (voir par exemple Metcalfe *et al.* 2007).

Pour terminer, notons que la granulation n’a pour l’instant pas montré de variations probantes au cours du cycle solaire. Si certaines observations suggèrent une fluctuation qualitative, une réelle fluctuation quantitative reste à démontrer (Roudier 2003).

1.2 Modéliser le champ magnétique solaire

D'un point de vue théorique, les mouvements de plasma dans la zone convective du Soleil sont capables de générer des processus dynamo à l'origine du champ magnétique observé et de ses variations temporelles. Les grands principes de la génération du champ magnétique solaire sont plutôt bien connus, mais des zones d'ombre persistent, notamment sur le mécanisme exact de régénération de la composante poloïdale du champ.

1.2.1 Le problème de la dynamo

A l'intérieur du Soleil et de la plupart des étoiles, le libre parcours moyen des constituants à l'échelle microscopique est bien plus faible que les échelles caractéristiques du plasma, les mouvements des fluides sont non-relativistes et le plasma est neutre et non-dégénéré. Dans ce cas, le champ magnétique peut être décrit par l'équation d'induction magnétohydrodynamique (voir par exemple [Davidson 2001](#)) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

avec $\eta = c^2/4\pi\sigma_e$ la diffusivité magnétique (où σ_e est la conductivité électrique), qui est uniquement fonction de la profondeur dans un problème à symétrie sphérique.

La champ magnétique est également soumis à la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. De plus, il est nécessaire de compléter l'équation d'induction par une équation décrivant l'évolution du vecteur $\mathbf{u}$, comme par exemple les équations de Navier-Stokes auxquelles est rajouté un terme représentant la force de Lorentz :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (1.2)$$

avec $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses. Dans le cas général, l'ajout d'équations de conservation de la masse et de l'énergie, ainsi que de conditions aux limites, complète la définition du problème. Plus de détails sont donnés par [Charbonneau \(2005\)](#).

Dans l'équation 1.1, le premier terme de droite représente le terme source du champ magnétique $\mathbf{B}$. Le second représente quant à lui un terme de dissipation de $\mathbf{B}$. L'importance relative de ces deux quantités est évaluée par le nombre de Reynolds magnétique $Rm = uL/\eta$, obtenu par une analyse sans dimension de l'équation 1.1. A l'échelle du Soleil, le nombre de Reynolds est très grand, ce qui implique que la dissipation de l'énergie se produit sur des échelles de longueur beaucoup plus petites que le rayon solaire.

Le problème de la dynamo consiste à produire un écoulement $\mathbf{u}$ qui possède des propriétés d'induction capables de maintenir $\mathbf{B}$ malgré la dissipation ohmique. Plus spécifiquement, résoudre le problème de la dynamo dans le cas solaire implique de déterminer un écoulement $\mathbf{u}$ non seulement capable de maintenir un champ magnétique, mais également de reproduire entre autres le cycle solaire et ses renversements de polarité, la migration des taches vers l'équateur, le décalage entre les maxima des composantes poloïdale et toroïdale et l'axisymétrie du champ à grande échelle. Une autre formulation du problème consiste à le séparer en deux sous-problèmes : générer un champ toroidal à partir d'une composante poloïdale préexistante, et un champ poloïdal à partir d'une composante toroïdale préexistante.

1.2.2 La dynamo solaire

Deux processus principaux pour expliquer la régénération du champ magnétique solaire ont été introduits par [Parker \(1955\)](#) et [Babcock \(1961\)](#).

Le premier processus invoque la rotation différentielle concentrée principalement à la tachocline (cf section 1.1.1) . Cette rotation différentielle permet la création d'un champ

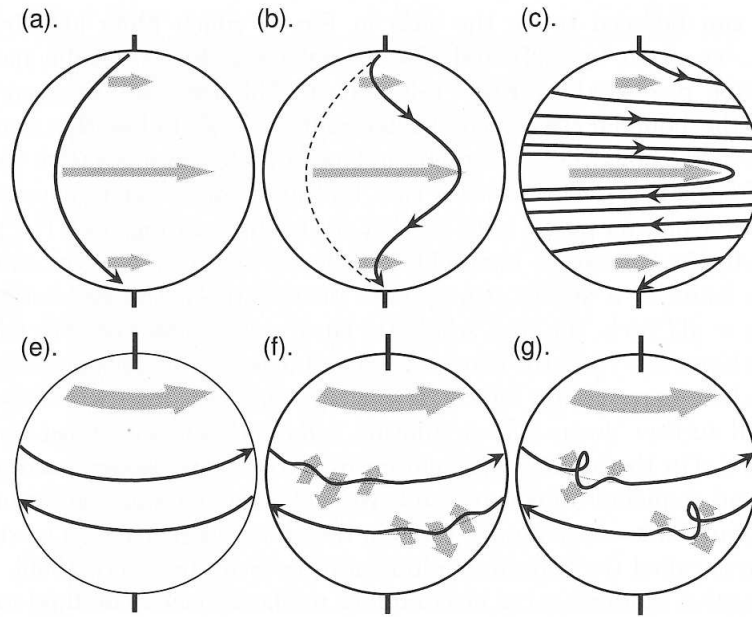


FIG. 1.10 – Illustration schématisée des effets α et Ω . Panneaux (a)-(c) : effet Ω . Panneaux (e) à (g) : effet α . Les flèches noires représentent le champ magnétique et les flèches grises les mouvements dans la zone convective. Figure tirée de [Lockwood \(2005\)](#).

toroïdal à partir d'un champ poloïdal. Considérons un champ poloïdal de départ dans la direction nord-sud (Fig. 1.10a). Au bout de 34 jours, du fait de la rotation différentielle, les régions polaires ont tourné de 360° alors que l'équateur a tourné de 120° de plus (Fig. 1.10b). Après 527 jours, les lignes de champ magnétique se retrouvent dans la configuration illustrée par la Fig. 1.10c. Il y a donc eu génération d'un champ toroïdal à partir du champ poloïdal initial : c'est l'effet Ω . On remarque que ce champ toroïdal n'a pas le même sens dans chaque hémisphère. Ainsi, les taches solaires qui se forment lorsque le champ émerge sous forme de tubes de flux ont une polarité opposée dans chaque hémisphère, comme le montrent les observations (cf section 1.1.5).

Le second processus, appelé effet α , a été introduit en premier lieu par [Parker \(1955\)](#). Le plasma de la zone convective est soumis à la force de Coriolis qui introduit une composante hélicitaire à son champ de vitesse. Le champ magnétique étant gelé dans le plasma du fait du théorème d'Alfvén, le champ toroïdal émergent de la zone convective est torsadé et crée un champ poloïdal (Fig. 1.10e-g). L'effet α est un principe fondamental de la dynamo solaire puisqu'il permet de régénérer le champ poloïdal et d'expliquer une variation cyclique du champ magnétique. Cependant, la seule force de Coriolis comme origine de cet effet est loin de faire l'unanimité, et, comme nous en discuterons dans la section suivante, les mécanismes à la base de la régénération du champ poloïdal constituent de ce fait la principale différence entre les multiples modèles de dynamo actuels.

1.2.3 Simulations numériques de dynamo

Les modèles de dynamos solaires sont nombreux et possèdent chacun leurs propres avantages et limitations.

Dans les années 70 se sont développés des modèles appelés dynamo $\alpha\Omega$ basés sur une approche de type champ moyen et dont le but est de reproduire les variations du champ magnétique solaire à grande échelle. Ces modèles résolvent l'équation d'induction (Eq. 1.1) en supposant que la composante poloïdale est régénérée par le biais de mouvements turbulents et hélicitaires à petite échelle qui torsadent les lignes de champ à l'intérieur de la zone convective ([Moffatt 1978](#); [Krause & Raedler 1980](#)). La composante toroïdale est quant

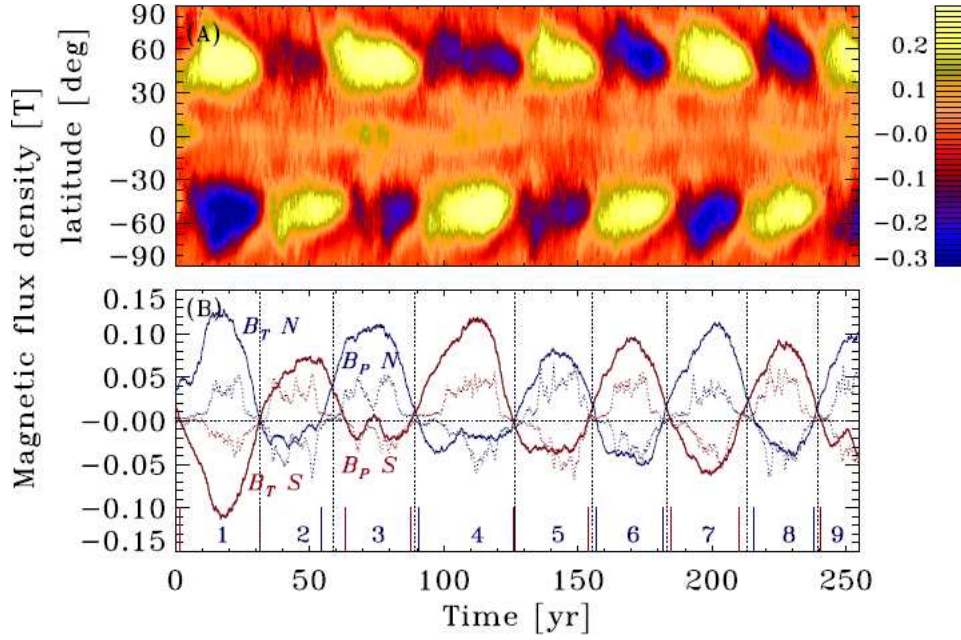


FIG. 1.11 – Panneau du haut : diagramme papillon du champ toroïdal dans le cas d’une simulation 3D MHD globale à $0.713 R_{\odot}$. Panneau du bas : Séries temporelles des densités de flux toroïdal dans chaque hémisphère à la tachocline (traits pleins) et des densités de flux radial aux pôles (traits pointillés). Figure tirée de [Ghizaru et al. \(2010\)](#).

à elle produite par l’effet Ω tel que décrit dans le paragraphe précédent. Les simulations de dynamo $\alpha\Omega$ permettent de retrouver les caractéristiques principales du champ magnétique à grande échelle mais sont limitées car elles reposent sur des descriptions simplifiées de processus physiques complexes tels que la turbulence (qui est simplement paramétrée).

Un autre type de modèle $\alpha\Omega$ basé sur une approche de type champ moyen est le modèle de Babcock-Leighton de transport de flux. Il a été introduit par [Babcock \(1961\)](#) et [Leighton \(1969\)](#). Si le principe de génération du champ toroïdal est le même que dans le cas précédent, la création du champ poloïdal repose cette fois sur la force de Coriolis qui agit sur les structures toroïdales émergentes des régions actives de surface ([D’Silva & Choudhuri 1993](#)). L’effet α est donc dans ce cas un effet basé sur les grandes échelles et son action est limitée à une coquille en surface. Le modèle de Babcock-Leighton est souvent complété par l’ajout d’un terme de diffusion ou de circulation méridienne (découverte par héliosismologie) afin de relier les deux termes sources du champ magnétique. Un intérêt particulier s’est développé pour ce modèle ([Nandy & Choudhuri 2001](#); [Dikpati & Gilman 2006](#); [Jouve et al. 2010](#)) car il a l’avantage de reproduire efficacement certaines propriétés du cycle solaire telles que le déphasage entre les maxima et minima des composantes poloïdale et toroïdale. Cependant, une de ses principales limitations réside dans le fait que des régions actives de surface sont nécessaires pour entretenir la dynamo. Les modélisations de type Babcock-Leighton ont ainsi des difficultés à maintenir un cycle magnétique latent dans le cas d’épisodes d’inactivité prolongés tels que le minimum de Maunder (pendant lequel les taches étaient inexistantes, cf section 1.1.5).

Mentionnons également les récents modèles 3D MHD locaux (e.g. [Vögler & Schüssler 2007](#)) ou globaux (e.g. [Ghizaru et al. 2010](#)) qui résolvent de façon explicite le système complet des équations de la magnétohydrodynamique présenté au début de cette section. Ils ne présupposent pas la forme des termes sources des composantes poloïdale et toroïdale mais se basent sur un champ magnétique de départ et fixent des paramètres tels que le taux de rotation. Les modèles globaux parviennent à reproduire un cycle à grande échelle analogue à celui du Soleil mais sur des durées systématiquement plus longues que le cycle

solaire (Fig. 1.11).

Les modèles de dynamo venant d'être cités sont loin d'être les seuls à tenter de reproduire l'évolution du champ magnétique solaire. Il en existe d'autres, comme par exemple les modèles $\alpha\Omega$ incluant de la circulation méridienne et basés sur la formulation de [van Ballegooijen & Choudhuri \(1988\)](#). Une liste plus exhaustive ainsi que des descriptions analytiques et détaillées sont disponibles dans la revue de [Charbonneau \(2005\)](#).

1.3 Le champ magnétique des étoiles froides

Une solution tangible pour tester les différentes théories de la dynamo solaire est d'étudier les champs magnétiques d'autres étoiles froides. Ceci permet de placer le Soleil dans un contexte évolutif, et d'observer comment les paramètres magnétiques de ces étoiles dépendent des paramètres stellaires fondamentaux tels que la température, la masse, la rotation angulaire ou l'âge. Cette section présente brièvement les différentes techniques utilisées pour mesurer le champ dans des étoiles autres que le Soleil ainsi que les principales informations déjà obtenues sur les dynamos de ces étoiles.

1.3.1 Etudes observationnelles

La première mise en évidence de champ magnétique stellaire a été effectuée par [Babcock \(1947\)](#), qui montra la présence de l'effet Zeeman (cf section 2.1) dans le spectre de l'étoile 78 Vir, de type A2p. L'effet Zeeman est particulièrement visible dans cette étoile car elle est chimiquement particulière et possède donc un fort champ magnétique à grande échelle, de quelques kG ([Khalack & Wade 2006](#)). Les étoiles de type solaire présentent des champs magnétiques moyens bien plus faibles, de l'ordre de quelques dizaines de G pour les plus actives. Il a donc fallu attendre l'émergence de nouvelles techniques et l'amélioration des instruments existants - ce qui a pris quelques dizaines d'années - pour obtenir des mesures indirectes puis directes des champs magnétiques stellaires et pour étudier de plus en plus précisément l'activité des étoiles de type solaire.

Observations indirectes

Activité chromosphérique Un des moyens d'évaluer le degré d'activité magnétique d'une étoile et ses variations temporelles est de mesurer l'émission dans le cœur des raies H&K du Ca II. Il a été mentionné dans la section 1.1.3 que l'augmentation de la température avec l'altitude dans la chromosphère a pour effet d'accroître le flux dans ces raies. L'intensité de l'émission peut augmenter localement si des inhomogénéités magnétiques sont présentes, et ses variations sont par conséquent un indicateur indirect de la force et de l'étendue des régions magnétiques ([Schrijver *et al.* 1989](#)). Par ailleurs, [Saar & Baliunas \(1992\)](#) ont montré en étudiant l'étoile de type solaire κ Ceti qu'il existe une relation directe entre le flux magnétique et le flux chromosphérique (Fig. 1.12).

Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.1, l'émission dans les raies H&K du Ca II intégrée sur l'hémisphère visible du Soleil permet de retrouver la période de rotation solaire ainsi que le cycle magnétique d'environ 22 ans ([Hale & Fox 1908](#); [Sheeley 1967](#)). Des mesures de ce type ont également été effectuées sur des dizaines d'étoiles froides pour suivre les variations globales de leur champ magnétique. Ainsi, la plus grande campagne de mesure et de suivi long-terme de l'émission dans les raies H&K du Ca II sur un échantillon d'étoiles F, G, K et M de la séquence principale a été entreprise en 1966 par O.C. Wilson ([Wilson 1978](#)) au Mont Wilson, et continuée et améliorée par la suite par [Vaughan *et al.* \(1978\)](#) et [Baliunas *et al.* \(1995, 1998\)](#). Cette étude a permis de mettre en évidence des cycles d'activité pour 60% des cibles observées, variant entre 2.5 et 25 ans. Un quart des étoiles de cet échantillon sont variables mais ne montrent pas de comportement cyclique

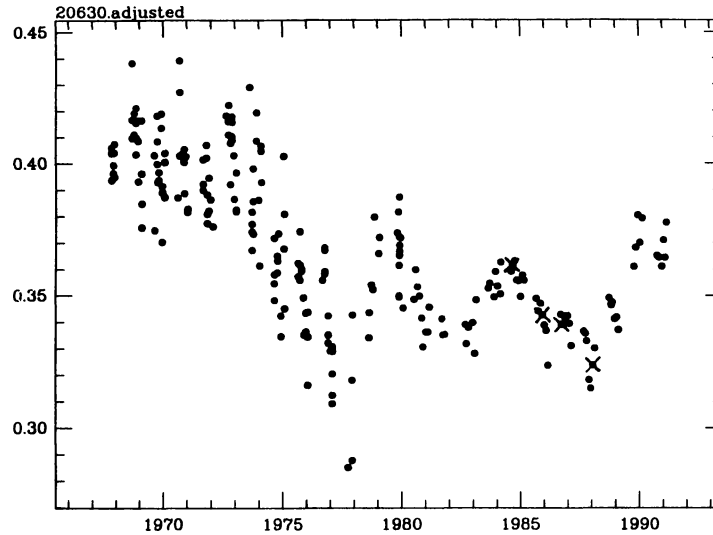


FIG. 1.12 – Variations de l’indice d’activité chromosphérique du Ca II pour l’étoile active κ Ceti (type spectral G5V). Un cycle de 5.6 ans est visible. Les valeurs de flux magnétique sont représentées par des croix. Figure tirée de Saar & Baliunas (1992).

et 15% ne présentent pas de variations de leur flux chromosphérique sur la durée du suivi (Fig. 1.13). Les cycles identifiés sont présents dans tous les types spectraux mais sont plus rares parmi les étoiles F et plus répandus parmi les K. Plus récemment, l’étude des variations de l’émission dans les raies H&K a permis la découverte d’un cycle très court (1.6 ans) pour l’étoile de type F8V ι Horologii (Metcalf *et al.* 2010).

Signature photométrique des taches froides En plus du suivi du B qui vient d’être présenté, il est possible de suivre l’évolution du champ magnétique photosphérique par des mesures de flux et par l’astérosismologie.

D’après la Fig. 1.9, les niveaux d’irradiance solaire totale et d’activité chromosphérique varient de la même façon au cours du cycle solaire. Pour déterminer les variations des intensités lumineuses stellaires, les observateurs ont recours aux mesures photométriques, i.e. aux mesures du flux sur la ligne de visée dans une gamme de longueurs d’onde spécifique (le plus souvent dans le visible).

Depuis le début du siècle, les mesures de flux photométriques d’étoiles actives ont commencé à être suffisamment nombreuses et bien échantillonnées dans le temps pour permettre d’étudier leurs variations à long-terme. Radick *et al.* (1998) et Lockwood *et al.* (2007) ont étudié simultanément les émissions chromosphérique et photosphérique d’échantillons d’étoiles principalement de type solaire. Ces deux auteurs ont noté que pour les étoiles dont l’âge est plus avancé, la luminosité augmente avec le flux chromosphérique comme dans le cas du Soleil, alors que cette tendance est inversée pour les étoiles plus jeunes. Oláh *et al.* (2000, 2009) ont quant à eux mis en évidence des cycles multiples et variables pour des étoiles de types F, G et K.

Dernièrement, l’astérosismologie a permis elle aussi de suivre les variations d’activité photosphérique des étoiles par le biais de leurs oscillations acoustiques. Un des résultats les plus marquants de cette méthode est la récente découverte par García *et al.* (2010) d’un cycle magnétique analogue à celui du Soleil pour l’étoile F5V HD 49933. Les auteurs ont en effet démontré l’existence d’une anti-corrélation entre l’amplitude des modes d’oscillation et leurs fréquences (Fig. 1.14). Ils ont également mesuré sur la même période de temps l’évolution de la dispersion de la courbe de lumière, considérée comme un indicateur de l’évolution des taches à la surface de l’étoile, donc comme un indice des fluctuations de l’activité. Ces mesures supplémentaires ont confirmé l’existence d’une variabilité de nature

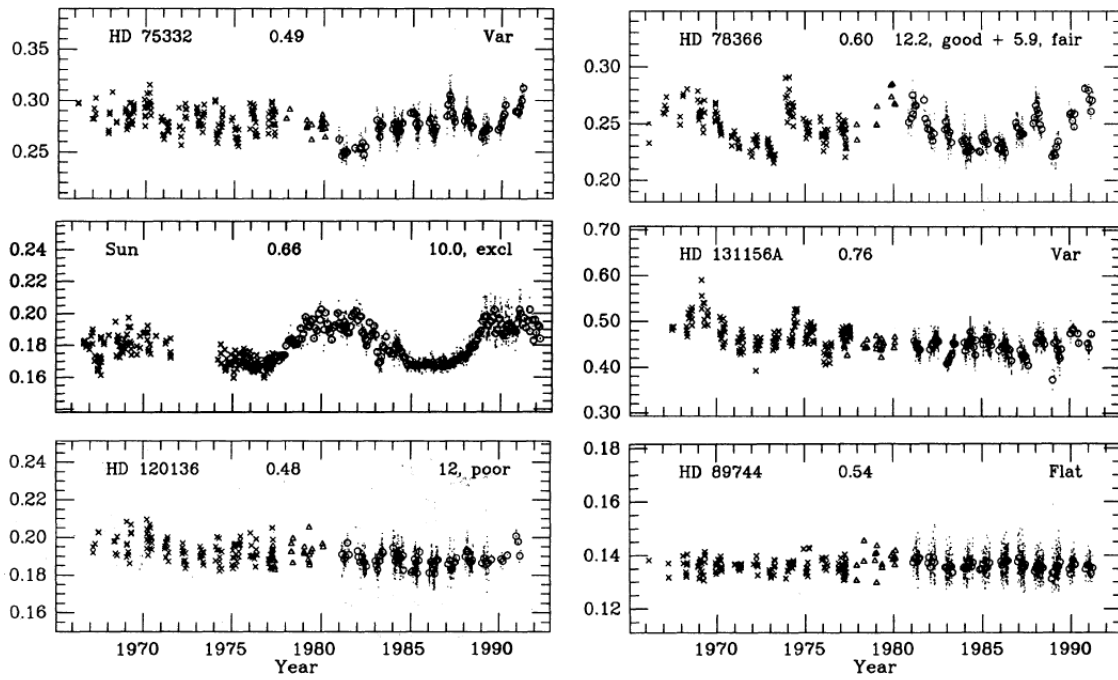


FIG. 1.13 – Suivi long-terme d’activité chromosphérique pour le Soleil et 5 étoiles de type solaire. Le cycle solaire d’environ 11 ans est bien visible. Deux cycles de 12.2 et 5.9 ans ont été dérivés pour HD 78366. HD 120136 (τ Bootis) semble présenter un cycle de 12 ans. Une variabilité sans cycle identifiable a été notée pour HD 75332 et HD 131156A (ξ Bootis A). L’étoile HD 89744 ne montre pas de variabilité sur la durée du suivi. Figure adaptée de [Baliunas et al. \(1995\)](#).

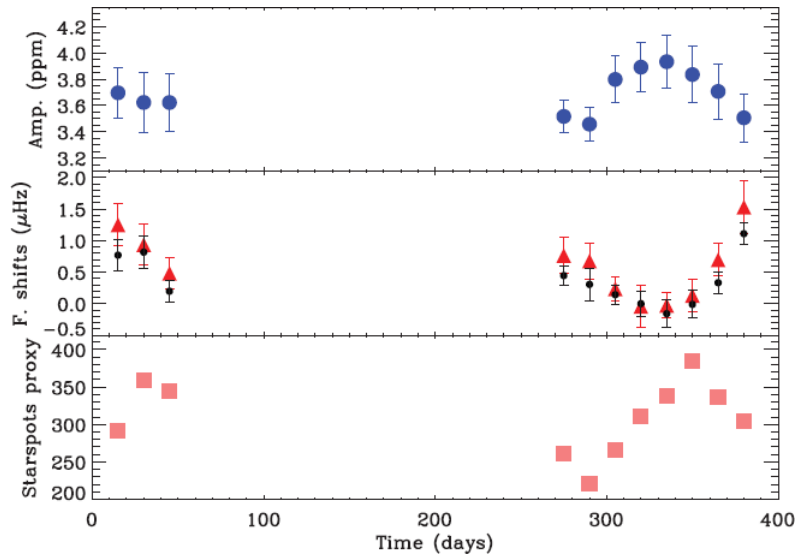


FIG. 1.14 – Variations temporelle de l’amplitude des modes d’oscillation (panneau du haut), des décalages en fréquence (panneau du milieu), et de la dispersion de la courbe de lumière, considérée comme un indice de l’évolution de l’activité (panneau du bas) dans le cas de l’étoile HD 49933. Le temps zéro correspond au 6 février 2007. Tirée de [García et al. \(2010\)](#).

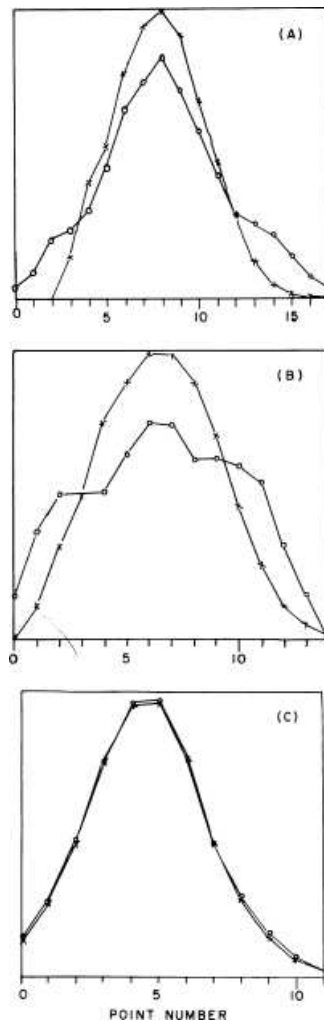


FIG. 1.15 – Profils inverses de raies à fort facteur de Landé (cercles) et à faible facteur de Landé (croix) dans le cas (a) de l'étoile active de type solaire ξ Bootis A, (b) d'une tache solaire et (c) du Soleil (vu comme une étoile). Figure tirée de [Robinson *et al.* \(1980\)](#).

magnétique présentant une cyclicité d'au moins 120 jours.

Mesures directes

Les méthodes d'observation du champ magnétique décrites dans les paragraphes précédents permettent de suivre l'évolution temporelle de l'activité magnétique globale, mais ne délivrent aucune indication sur la valeur du champ magnétique ou l'orientation des lignes de champ, ni sur sa distribution à la surface de l'étoile observée. Le développement de techniques basées sur l'analyse d'observations spectroscopiques, puis spectropolarimétriques a permis une percée significative dans l'étude des propriétés des champs magnétiques stellaires.

En lumière non-polarisée Les premières mesures fiables de champs magnétiques sur des étoiles de type solaire ont été effectuées par [Robinson *et al.* \(1980\)](#). Ce dernier a étudié l'élargissement des raies par effet Zeeman au moyen d'observations spectroscopiques haute résolution en lumière non-polarisée. En comparant des profils de raies à grand facteur de Landé et des profils de raies peu sensibles au champ magnétique (Fig. 1.15), il est parvenu à évaluer la force du champ et son facteur de remplissage à la surface de l'étoile. Il a par exemple estimé que dans le cas de l'étoile active ξ Bootis A (de type G8V), un champ magnétique

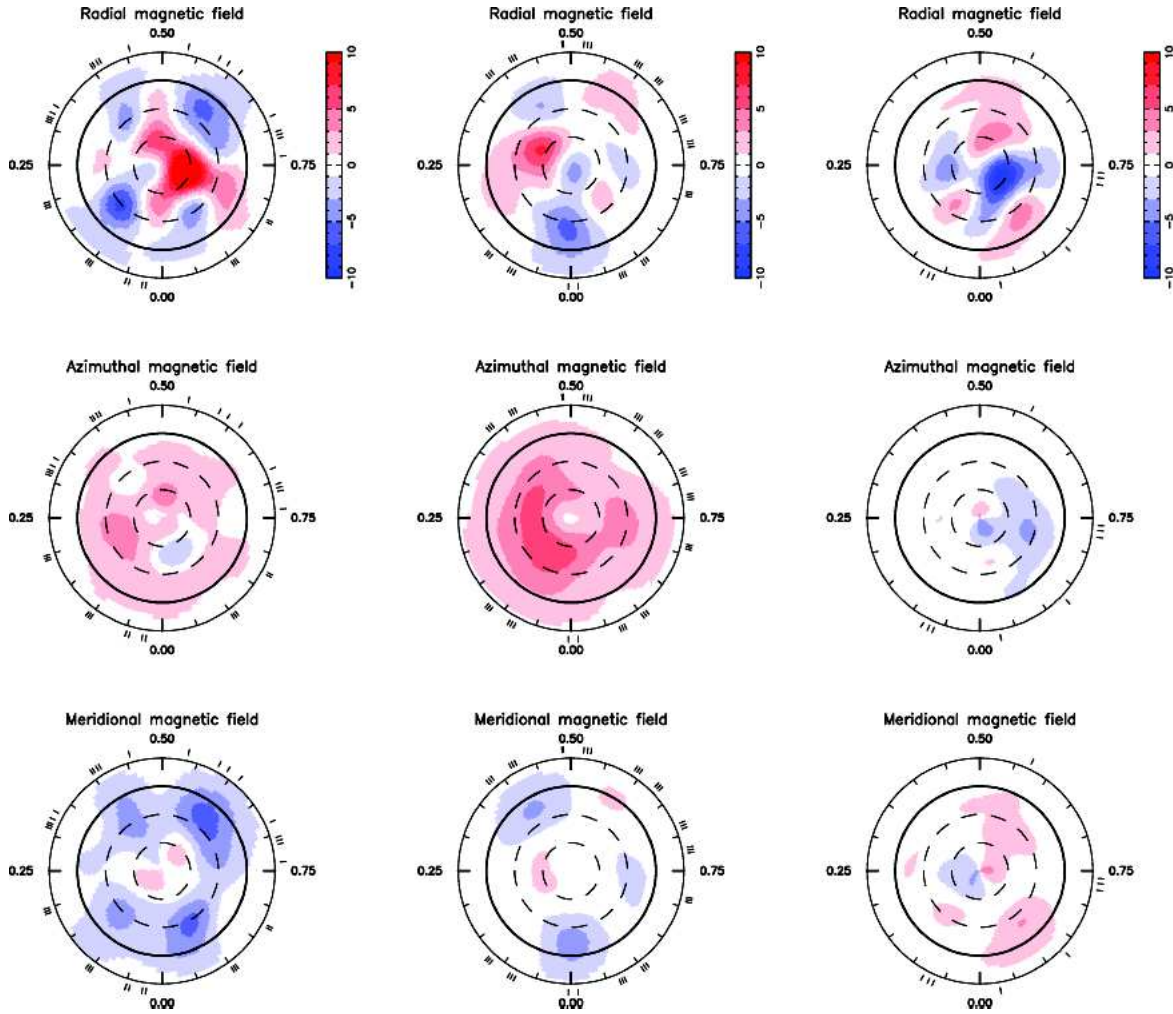


FIG. 1.16 – Reconstruction de la topologie magnétique de surface par inversion tomographique pour l'étoile τ Bootis pour juin 2007, janvier 2008 et juin 2008. Les composantes radiale, azimuthale et méridienne du champ sont représentées de haut en bas et exprimées en G. L'étoile est vue par le pôle jusqu'à la latitude -30° , avec l'équateur en trait gras et les parallèles en pointillés. Un renversement de polarité sur les 3 composantes du champ est bien visible entre juin 2007 et juin 2008. Figure adaptée de [Fares *et al.* \(2009\)](#).

d'environ 2.5 kG couvrirait une fraction de la surface comprise entre 20 et 45%. [Marcy \(1984\)](#) a étendu ce type de mesure à un échantillon plus conséquent d'étoiles froides. Cependant, comme le montre la Fig. 1.15, cette technique est limitée à des détections de champ de l'ordre de plusieurs kG, ce qui rend donc impossible son application dans le cas de jumeaux solaires.

En lumière polarisée L'étude du champ magnétique des étoiles de type solaire par des spectres polarisés a longtemps été impossible du fait de la complexité de leur champ. En effet, la grande majorité des étoiles n'étant pas spatialement résolue, les régions proches de polarité opposée se trouvant à la surface s'annulent mutuellement, produisant une composante résultante du champ presque nulle.

L'étude des spectres polarisés a commencé il y a une vingtaine d'années, avec le développement des techniques d'imagerie tomographique basées sur la modulation rotationnelle d'observations spectropolarimétriques². Les premières topologies magnétiques obtenues grâce à cette technique pour des rotateurs rapides ([Donati *et al.* 1992](#); [Donati & Collier](#)

²Les sections 2.2, 2.3 et 2.4 sont dédiées à ces techniques et à leur description.

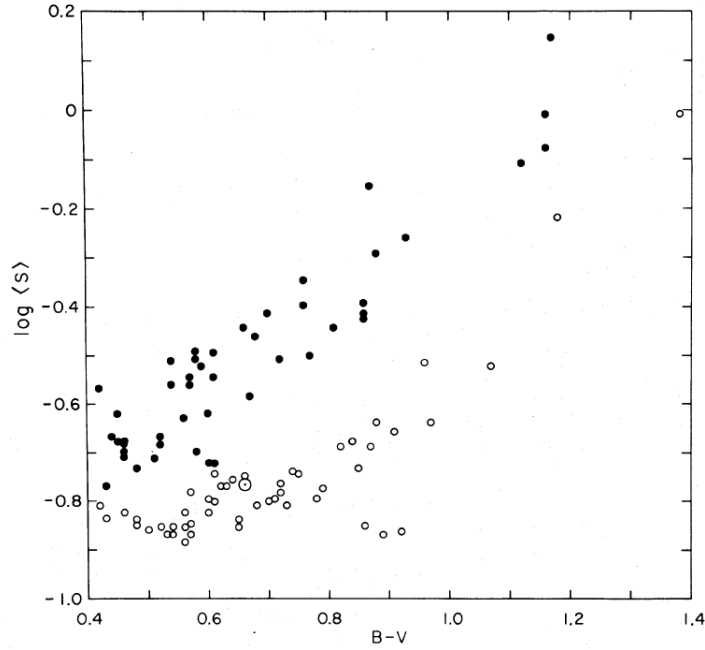


FIG. 1.17 – Activité chromosphérique dérivée du Mont Wilson en fonction de B-V pour les étoiles de l’échantillon suivi par [Wilson \(1978\)](#). Les cercles pleins représentent les étoiles “jeunes” et les cercles vides les étoiles “âgées”. Le symbole $\odot$ représente le Soleil. Figure adaptée de [Vaughan \(1980\)](#).

[Cameron 1997](#)) ont montré l’existence de grandes régions magnétiques photosphériques dans lesquelles la composante du champ est principalement toroïdale. Plus récemment, [Petit et al. \(2009\)](#) et [Fares et al. \(2009\)](#) ont mis en évidence respectivement un renversement de polarité et une succession de deux renversements dans le cas des étoiles de type solaire HD 190771 et τ Bootis (Fig. 1.16).

1.3.2 Dynamo des étoiles de type solaire

L’amélioration des techniques de détermination des champs magnétiques stellaires combinée à des campagnes d’observation à long-terme permettent peu à peu de dégager des informations sur les processus dynamo à l’oeuvre dans les étoiles de type solaire. Les sous-sections suivantes présentent les découvertes majeures sur les dynamos des étoiles FGK.

Le vide de Vaughan-Preston

Une caractéristique maintenant bien connue dans la distribution des indices d’activité chromosphérique obtenus au Mont Wilson a été mise en évidence par [Vaughan & Preston \(1980\)](#). Ces auteurs ont noté une discontinuité dans la distribution des étoiles dans le plan indice d’activité chromosphérique/(B-V). Plus précisément, il semble exister un “vide” entre les étoiles plus jeunes et plus actives et les étoiles plus âgées et moins actives (Fig. 1.17).

Plusieurs explications théoriques ont été avancées pour expliquer le vide de Vaughan-Preston. [Durney et al. \(1981\)](#) ont suggéré qu’un taux de rotation critique séparerait un régime de rotation rapide, dans lequel plusieurs modes de dynamo seraient excités, d’un régime plus lent où seul le mode fondamental serait excité. De leur côté, [Knobloch et al. \(1981\)](#) ont proposé qu’au-delà d’un taux de rotation critique, la convection n’agit plus par le biais de cellules de convection, mais par le biais de rouleaux longitudinaux, ce qui

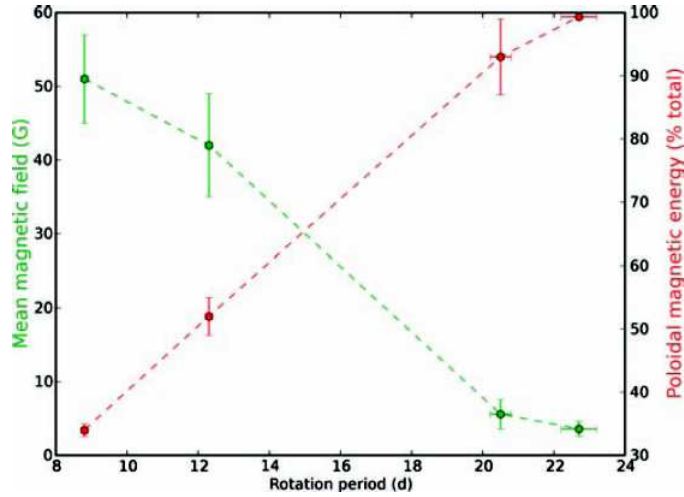


FIG. 1.18 – Dépendance rotationnelle entre le module du champ magnétique moyen (pointillés verts) et la fraction d'énergie magnétique stockée dans la composante poloïdale du champ (pointillés rouges). Figure tirée de [Petit et al. \(2008\)](#).

amplifierait le champ magnétique de surface plus efficacement. Ces deux théories mettent donc en jeu un changement brusque et rapide dans le régime de dynamo entre les deux groupes d'étoiles entourant le vide de Vaughan-Preston. Cependant, [Noyes et al. \(1984a\)](#) ont tempéré l'existence d'un changement aussi brusque en soulignant qu'aucune discontinuité n'apparaît si l'activité chromosphérique exprimée en terme de $\log R'_{hk}$ ³ est tracée en fonction du nombre de Rossby Ro ⁴ pour le même échantillon.

P_{rot} vs. activité

La période de rotation des étoiles semble être étroitement liée avec l'activité magnétique. En effet, à partir des observations du Mont Wilson, [Noyes et al. \(1984a\)](#) ont noté que les étoiles les plus actives au niveau chromosphérique sont celles qui tournent le plus vite. Comme il a été mentionné dans la section précédente, ils ont aussi souligné que l'activité chromosphérique est liée au nombre de Rossby. Les auteurs notent cependant que cette relation est plus ou moins marquée selon le modèle de zone convective considéré pour calculer Ro , et ne tirent pas de conclusion quant à l'influence de la rotation sur l'activité.

Par ailleurs, la période de rotation influence aussi le champ magnétique de surface et sa géométrie. En reconstruisant le champ magnétique de surface de 4 étoiles de type solaire possédant des périodes de rotation comprise entre 8.8 et 22.7 jours, [Petit et al. \(2008\)](#) ont observé une augmentation du module du champ moyen ainsi que de la fraction d'énergie magnétique stockée dans la composante toroïdale du champ corrélée avec une diminution de la période de rotation (Fig. 1.18). Les auteurs précisent qu'une période de rotation inférieure à 12 jours semble nécessaire pour que l'énergie stockée dans la composante toroïdale devienne comparable à celle stockée dans la composante poloïdale. De plus, ces résultats se trouvent être en accord avec ceux des simulations numériques de [Brown et al. \(2010\)](#) et [Jouve et al. \(2010\)](#).

Relation entre P_{rot} et P_{cyc}

Une autre découverte de poids est la relation entre la période des cycles magnétiques P_{cyc} et la période de rotation des étoiles correspondantes P_{rot} . En se focalisant sur les

³Cette manière d'exprimer le flux chromosphérique et son calcul est décrite dans la section 2.6.

⁴Le nombre de Rossby correspond au rapport entre la période de rotation et un temps de retournement convectif τ , calculé à partir de modèles de zone convective (e.g. [Gilman 1980](#)).

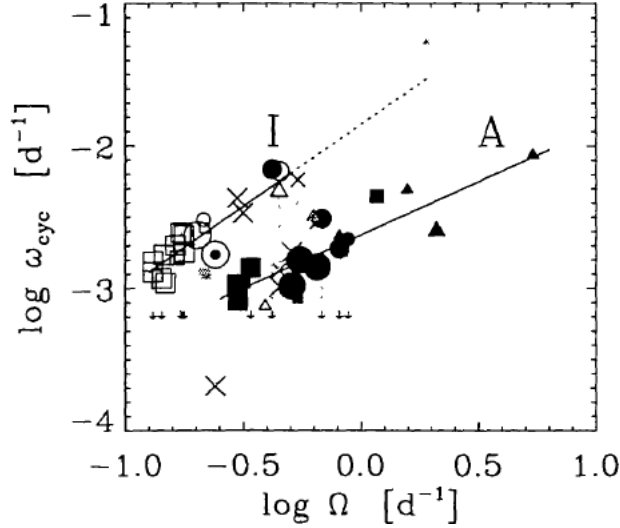


FIG. 1.19 – Période de cycle magnétique vs. période de rotation pour un échantillon d'étoiles FGK. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$. La dichotomie entre étoiles “actives” (A) et “inactives” (I) est claire. Les ajustements aux moindres carrés sont représentés par un trait plein. Figure tirée de Saar (2002).

rotateurs les moins rapides de l'échantillon de Wilson (1978), Noyes *et al.* (1984b) ont trouvé que $P_{cyc} \propto P_{rot}^n$ avec $n = 1.25 \pm 0.5$. Un peu plus tard, en utilisant un échantillon élargi comprenant les étoiles de Baliunas *et al.* (1995) et des étoiles variables, Saar & Brandenburg (1999) et Saar (2002) ont montré qu'il y avait en réalité deux branches pour les étoiles de type solaire : une branche d'étoiles “actives” pour laquelle $n = 1.15$ et une branche d'étoiles “inactives” pour lesquelles $n = 0.8$ (Fig. 1.19). La même dichotomie est présente si on considère le nombre de Rossby à la place de la période de rotation. Par ailleurs, Jouve *et al.* (2010) ont retrouvé ces relations par une modélisation de type Babcock-Leighton impliquant en particulier plusieurs cellules de circulation méridienne.

En revanche, la corrélation entre P_{rot} et P_{cyc} cesse a priori dans le cas de taux de rotation élevés. Pizzolato *et al.* (2003) ont en effet noté une saturation de l'émission en X dans le cas de forts taux de rotation quels que soit la masse et le type spectral de l'étoile, la saturation se produisant à un taux d'autant plus bas que la masse de l'étoile est faible. Ces résultats ont été confirmés plus tard à la fois par des simulations numériques (Browning 2008) et par des observations (Reiners 2009).

Rotation différentielle

Enfin, plusieurs auteurs ont tenté de déterminer l'existence de liens entre la rotation différentielle et les paramètres fondamentaux ou l'activité magnétique des étoiles de type solaire. Si aucune corrélation n'a été mise en évidence entre rotation différentielle et âge ou rotation différentielle et masse (Reiners & Schmitt 2003), Barnes *et al.* (2005) ont avancé une diminution de la rotation différentielle pour des étoiles plus froides que le Soleil.

En outre, une augmentation de la rotation différentielle en fonction de la période de rotation a été mise en évidence à la fois par des observations (Saar 2009) et par des modèles numériques (par exemple Brown *et al.* 2008, Fig. 1.20). Cette dernière corrélation n'est toutefois pas étonnante puisque nous avons vu dans la section 1.3.2 que période de rotation et activité chromosphérique sont liées. Il semble également que les étoiles dont l'activité chromosphérique est la plus élevée (ie $\log R'_{HK} > 4.75$) soient dans la majorité des cas en rotation quasi-solide (Henry *et al.* 1996).

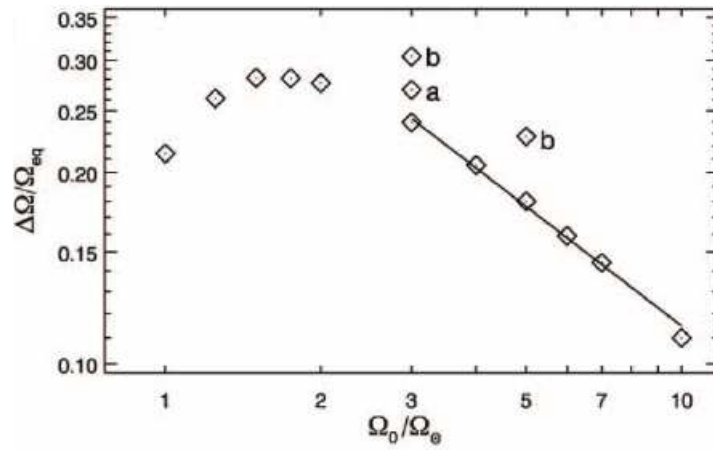


FIG. 1.20 – Vitesse angulaire relative en latitude en fonction du taux de rotation exprimé en taux de rotation solaire. Figure tirée de [Brown *et al.* \(2008\)](#).

Mesures spectropolarimétriques : acquisition et techniques d'exploitation

Sommaire

2.1	Effet Zeeman	31
2.2	Mesures spectropolarimétriques	34
2.2.1	Paramètres de Stokes	34
2.2.2	Instrumentation	35
2.2.3	Déconvolution par moindres carrés	37
2.3	Champ longitudinal	39
2.4	Imagerie-Zeeman Doppler	39
2.4.1	Reconstruction de la topologie magnétique de surface	39
2.4.2	Calcul des paramètres de rotation différentielle de surface	40
2.5	Elargissement des raies par effet Zeeman	42
2.6	Activité chromosphérique	44
2.6.1	Ca II H&K	44
2.6.2	H α	49
2.7	Vitesses radiales	50
2.8	Asymétrie des raies	50
2.8.1	Bissecteurs	50
2.8.2	Velocity spans	50
2.9	Présentation de l'échantillon étudié	52

L'étude du champ magnétique des étoiles froides au cours de ce travail de thèse a été effectué au moyen de mesures spectropolarimétriques. Ce chapitre présente tout d'abord le principe de la spectropolarimétrie et l'instrument utilisé pour acquérir les mesures. Dans un deuxième temps sont présentées les outils et techniques qui ont permis d'exploiter les données : d'une part les outils déjà existants telles que la technique d'imagerie Zeeman-Doppler et la détermination du champ longitudinal et de la vitesse radiale, d'autre part les outils qui ont été développés au cours de cette thèse pour mesurer l'élargissement des raies par effet Zeeman, l'activité chromosphérique et l'asymétrie des raies spectrales. L'échantillon d'étoiles étudié est présenté en dernier lieu.

2.1 Effet Zeeman

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que c'est grâce à l'effet Zeeman que [Hale \(1908\)](#) a découvert le caractère magnétique du Soleil (Fig. 2.1) et que, une quarantaine

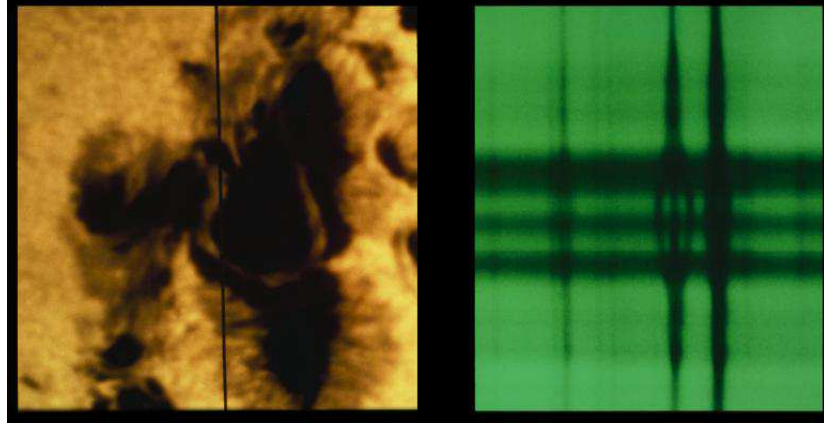


FIG. 2.1 – Mesure de l'effet Zeeman dans une tâche solaire. À gauche est visible une tâche solaire, siège d'un champ magnétique intense, avec la fente verticale d'un spectrographe au centre. À droite est représentée une portion de spectre correspondant à la fente. Les deux raies bien visibles au milieu du panneau présentent au niveau de la tâche une division en trois composantes (raie de gauche) et un élargissement (raie de droite) dûs à la présence de champ magnétique. Credit : NOAO/AURA/NSF

d'années plus tard, [Babcock \(1947\)](#) a mis en évidence le champ magnétique d'autres étoiles.

L'effet Zeeman se traduit par des modifications du spectre atomique sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (Fig. 2.2). Au niveau quantique¹, cet effet est formalisé par l'ajout à l'hamiltonien non-perturbé H_0 d'un terme magnétique H_B tel que :

$$H_B = \frac{e_0 h}{4\pi m c} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + \frac{e_0^2}{8m c^2} (\mathbf{B} \times \mathbf{r})^2 \quad (2.1)$$

avec e_0 la charge de l'électron en valeur absolue, m la masse de l'électron, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, $\mathbf{L}$ et $\mathbf{S}$ les vecteurs sans dimension du moment angulaire orbital total et du spin total du nuage électronique, $\mathbf{B}$ le vecteur champ magnétique et $\mathbf{r}$ l'opérateur de position défini par :

$$\mathbf{r} = \sum_i \mathbf{r}_i \quad (2.2)$$

où $\mathbf{r}_i$ est la position du $i^{\text{ème}}$ électron par rapport au noyau.

Pour évaluer l'importance relative des deux termes de H_B , le rayon de la première orbite de Bohr peut être pris pour r , ce qui aboutit à un rapport de $1.06 \times 10^{-10} B$ (avec B en G) entre le second et le premier terme. Donc, en-dehors des cas de très grands champs magnétiques tels que ceux présents dans les étoiles à neutrons ou les naines blanches, le second terme de H_B peut être négligé et on peut écrire :

$$H_B = \frac{e_0 h}{4\pi m c} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} \quad (2.3)$$

où μ_0 est le magnéton de Bohr, égal à $9.27 \times 10^{-21} \text{ erg} \cdot \text{G}^{-1}$.

Si le champ est suffisamment faible (ie si l'on considère que l'interaction spin-orbite est prépondérante par rapport au champ magnétique extérieur), les effets liés à H_B peuvent être traités comme des perturbations de H_0 , et on peut montrer que les valeurs propres de $H_0 + H_B$ s'écrivent alors :

$$E_{J,M} = E_{J0} + \mu_0 g B M \quad (M = -J, -J+1, \dots, J) \quad (2.4)$$

¹Des démonstrations et explications de l'effet Zeeman sont présentées plus en détails dans le livre de [Landi Degl'Innocenti & Landolfi \(2004\)](#).

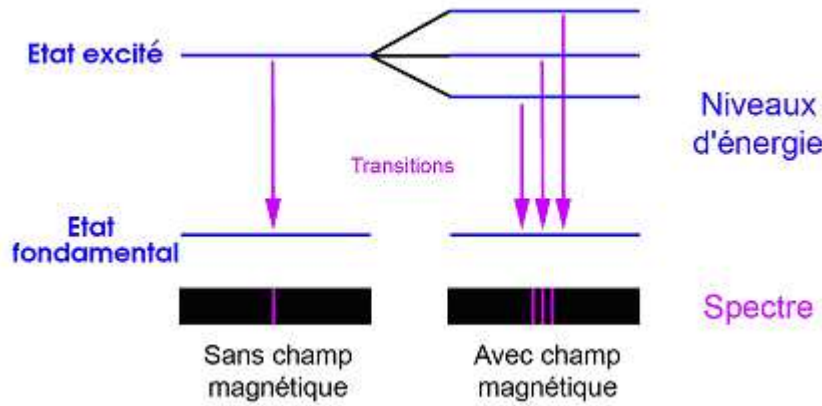


FIG. 2.2 – Niveaux d'énergie et spectres en absence et présence de champ magnétique. La multiplication des niveaux d'énergie à l'état excité et son effet sur le spectre est bien visible dans le cas où un champ magnétique est présent. ©Sébastien Descotes-Genon.

avec M la projection de $\mathbf{J}$ sur $\mathbf{B}$, E_{J0} l'énergie du niveau J en l'absence de perturbation et g le facteur de Landé, qui dans ce cas s'explique de la façon suivante :

$$g = 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \quad (J \neq 0) \quad (2.5)$$

Si l'on considère maintenant une transition entre deux niveaux atomiques en présence d'un champ magnétique, avec J et J' les nombres quantiques de moment angulaire respectifs des niveaux le plus bas et le plus haut, et g et g' les facteurs de Landé correspondants, la raie spectrale issue de la transition se sépare en plusieurs composantes dont les fréquences s'écrivent :

$$\nu_{MM'}^{JJ'} = \nu_0 + \nu_L(g'M' - gM) \quad (2.6)$$

où ν_0 est la fréquence de la raie non-perturbée, M et M' sont les nombres quantiques magnétiques respectifs des niveaux le plus bas et le plus haut, et ν_L est la fréquence de Larmor explicitée par :

$$\nu_L = \frac{e_0 B}{4\pi m c} = 1.3996 \times 10^6 B \quad (2.7)$$

avec B en G et ν_L en s^{-1} .

Dans l'infrarouge et le visible, $\nu_L \ll \nu_0$, il vient donc en terme de longueur d'onde :

$$\lambda_{MM'}^{JJ'} = \lambda_0 - \Delta\lambda_B(g'M' - gM) \quad (2.8)$$

où $\lambda_0 = c/\nu_0$ est la longueur d'onde de la raie non-perturbée et où :

$$\Delta\lambda_B = \lambda_0^2 \frac{\nu_L}{c} = \frac{\lambda_0^2 e_0 B}{4\pi m c^2} \quad (2.9)$$

Si $\Delta\lambda_B$ est exprimé en $m\text{\AA}$, λ_0 en $\text{\AA}$ et B en G, on obtient la valeur numérique suivante :

$$\Delta\lambda_B = 4.6686 \times 10^{-10} \lambda_0^2 B \quad (2.10)$$

Parmi toutes les longueurs d'onde possibles explicitées dans l'équation 2.8, les seules transitions autorisées sont celles telles que :

$$\Delta M = M' - M = 0, \pm 1 \quad (2.11)$$

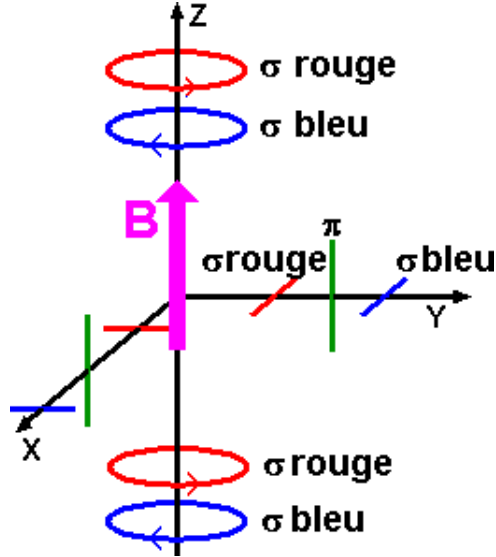


FIG. 2.3 – Propriétés de polarisation de la lumière émise par les différentes composantes Zeeman selon l'angle de vue de l'observateur. ©Xavier Luri.

Il existe donc trois groupes distincts de composantes Zeeman.

Pour $\Delta M = -1$, on nomme usuellement les composantes σ_r . Elles sont généralement situées du côté rouge du spectre par rapport à la raie non-perturbée. Les composantes σ_r en émission sont polarisées et le type de polarisation dépend de la position de l'observateur. Si on considère un repère orthonormé $Oxyz$, avec un vecteur champ magnétique porté par l'axe Oz , la polarisation est circulaire droite si l'observateur est positionné le long de l'axe des z positifs, circulaire gauche le long des z négatifs, et linéaire dans le plan $x - y$ (Fig. 2.3).

Dans le cas $\Delta M = +1$, les composantes se trouvent du côté bleu de la raie non-perturbée et sont appelées σ_b . Leur type de polarisation est similaire aux composantes σ_r , à la différence près que le sens des polarisations circulaires est inversé (Fig. 2.3).

Enfin, pour $\Delta M = 0$, les composantes sont nommées π . Leur polarisation est linéaire et elles ont toujours une direction parallèle au champ magnétique (Fig. 2.3).

L'effet Zeeman est un outil précieux dans l'étude des champs magnétiques stellaires, puisque nous venons de démontrer que l'analyse de la polarisation de la lumière émise dans la photosphère des étoiles permet théoriquement d'avoir accès à la magnitude et à l'orientation du champ magnétique présent.

2.2 Mesures spectropolarimétriques

2.2.1 Paramètres de Stokes

Les propriétés d'intensité et de polarisation de la lumière peuvent être décrites par les paramètres de Stokes. Une manière possible de définir ces paramètres consiste à expliquer le principe de leur mesure. Considérons des filtres et un détecteur idéaux, un faisceau quasi-monochromatique d'ouverture $d\Omega$ avec une gamme de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$, ainsi qu'une direction de référence dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau.

L'énergie totale dW_0 mesurée dans un intervalle de temps dt à travers une surface dS perpendiculaire au faisceau s'écrit :

$$dW_0 = IdSdt d\Omega d\nu \quad (2.12)$$

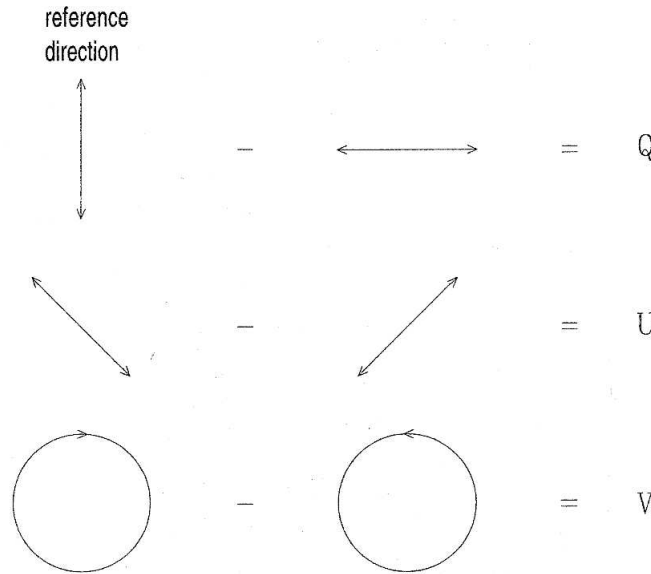


FIG. 2.4 – Représentation schématique de la définition des paramètres de Stokes Q , U et V pour un observateur face à la source. Figure tirée de [Landi Degl’Innocenti & Landolfi \(2004\)](#).

Le premier paramètre de Stokes, I , représente l’intensité du faisceau mesurée par le détecteur par unité de temps et de surface.

Pour définir les deux paramètres suivants, il faut ajouter sur le chemin du faisceau un filtre polarisant linéaire, successivement positionné à des angles de 0° , 45° , 90° et 135° avec la direction de référence. Si l’on nomme dW_1 , dW_2 , dW_3 et dW_4 les énergies correspondantes mesurées par le détecteur dans un intervalle de temps dt à travers une surface dS , les paramètres de Stokes Q et U sont définis de cette façon :

$$dW_1 - dW_3 = QdSdt d\Omega d\nu \quad (2.13)$$

$$dW_2 - dW_4 = UdSdt d\Omega d\nu \quad (2.14)$$

Q et U sont donc deux états orthogonaux de polarisation linéaire (Fig. 2.4).

Enfin, considérons deux filtres polarisants, le premier laissant uniquement passer la lumière avec une polarisation circulaire droite, et le second avec une polarisation circulaire gauche. Avec dW_5 et dW_6 les énergies mesurées par le détecteur et correspondant respectivement aux deux filtres polarisants circulaires, on écrit :

$$dW_5 - dW_6 = VdSdt d\Omega d\nu \quad (2.15)$$

où V est le dernier paramètre de Stokes, qui représente la polarisation circulaire nette (Fig. 2.4).

En pratique, I est sensible au module de $\mathbf{B}$ mais ne donne pas d’information sur ses propriétés vectorielles, Q et U sont sensibles à la composante du champ orthogonale à la ligne de visée, et V à la composante du champ projetée sur la ligne de visée. Les paramètres de Stokes sont par conséquent quatre paramètres indépendants qui permettent une description complète des propriétés de la lumière.

2.2.2 Instrumentation

Les mesures des paramètres de Stokes, et par extension des propriétés des champs magnétiques photosphériques, sont rendues possibles par les spectropolarimètres. Les données exploitées dans cette thèse proviennent des spectropolarimètres NARVAL et ESPaDO nS.

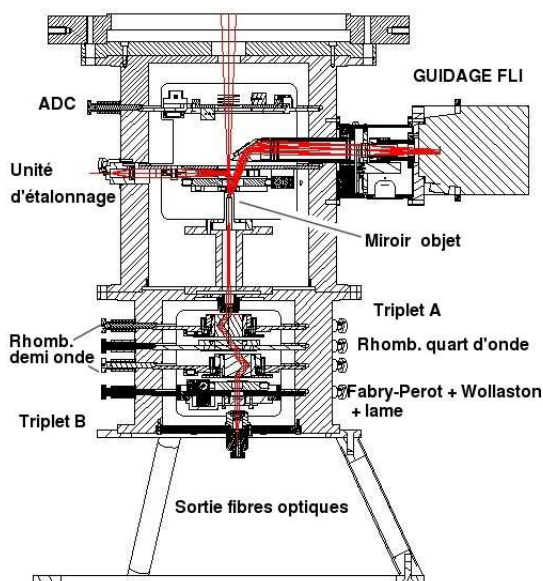


FIG. 2.5 – Schéma fonctionnel du polarimètre de NARVAL (<http://spiptbl.bagn.obs-mip.fr>).

Ce sont des instruments jumeaux installés respectivement au Télescope Bernard Lyot (Pic du Midi, France) et au Canada-France-Hawaii Telescope (Mauna Kea, Hawaii, USA). Ils ont une résolution de 65 000 et couvrent en une seule pose un domaine de longueur d'onde allant de l'ultraviolet proche (370 nm) à l'infrarouge proche (1000 nm). Ils permettent de mesurer simultanément un spectre en intensité et un spectre en polarisation circulaire ou linéaire.

Ces instruments sont capables de mesurer à la fois l'intensité et la polarisation de la lumière reçue, grâce à la combinaison d'un polarimètre et d'un spectrographe. La fonction du polarimètre est d'analyser l'état de polarisation d'un signal et de transmettre le signal analysé de façon achromatique via une fibre optique jusqu'au spectrographe. Ce dernier fait ensuite l'analyse spectrale haute résolution des signaux en provenance de la fibre optique.

Le polarimètre reçoit la lumière du foyer Cassegrain du télescope. Le faisceau passe à travers un correcteur de dispersion atmosphérique (ADC) et se focalise sur un miroir percé. Après le miroir, un objectif composé d'un triplet de lentilles (triplet A) collimate le faisceau, dont la polarisation est ensuite analysée par une série de rhomboïdes successivement demi-onde, quart-d'onde et demi-onde. Le faisceau passe ensuite dans un prisme de Wollaston, où ses polarisations sont divisées et redirigées vers un second triplet de lentille (triplet B). Les faisceaux sont ensuite réimagés sur les fibres optiques et partent vers le spectrographe (Fig. 2.5).

Le spectrographe réimage le faisceau en provenance des fibres optiques au moyen d'un slicer optique. Puis, le faisceau résultant en forme de fente est envoyé sur un réseau via un collimateur. Enfin, les ordres, au nombre de 40, sont séparés par un prisme de dispersion croisée avant d'être imagés par un objectif sur le détecteur CCD. Des informations plus précises sur la conception de NARVAL et ESPaDOnS ainsi que sur leurs performances sont disponibles en ligne², et dans les publications de Donati *et al.* (2003) et Petit *et al.* (2003).

Une fois les données acquises par les spectropolarimètres, elle sont traitées par un logiciel de réduction automatisé, LibreEsprit. L'algorithme de LibreEsprit est décrit en détail par Donati *et al.* (1997).

²<http://spiptbl.bagn.obs-mip.fr/spip.php?rubrique41>

2.2.3 Déconvolution par moindres carrés

De façon générale, le rapport signal/bruit (S/N) typiquement atteint lors d'observations d'étoiles de type solaire avec NARVAL ou ESPaDOnS n'est pas suffisant pour détecter une signature Zeeman directement dans une raie isolée. Pour résoudre ce problème, Semel (1989) et Semel & Li (1996) ont proposé de moyennner plusieurs raies spectrales pour détecter et analyser le champ magnétique des cibles observées. Donati *et al.* (1997) se sont basés sur cette idée pour développer LSD (Least Square Deconvolution), une technique multiraies de déconvolution par moindres carrés qui permet de calculer les différents profils de Stokes.

Concrètement, on considère que chaque raie dans les spectres en intensité ou en polarisation circulaire possède la même forme à un facteur près, et que les raies qui se chevauchent s'additionnent de façon linéaire. Un spectre $Y(v)$ peut donc être décrit comme une somme de profils identiques $Z(v)$ de position et d'échelle différentes tels que :

$$Y(v) = \sum_i w_i \delta(v - v_i) Z(v_i) \quad (2.16)$$

où Y correspond au résidu du spectre théorique en intensité $1 - I/I_c$, ou au spectre en polarisation normalisé V/I_c par exemple. La position dans l'espace des vitesses $v_i = c\Delta\lambda_i/\lambda_i$ est associée à un décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda_i$ par rapport au centre de la $i^{\text{ème}}$ raie. w_i représente le poids de chaque raie.

L'équation 2.16 peut être réécrite sous forme d'un produit de convolution :

$$Y = M * Z \quad (2.17)$$

avec

$$M(v) = \sum_i w_i \delta(v - v_i) \quad (2.18)$$

De façon équivalente, elle peut aussi être exprimée par un produit matriciel :

$$\mathbf{Y} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z} \quad (2.19)$$

avec $\mathbf{Y}$ un vecteur à n composantes du spectre théorique, $\mathbf{Z}$ un profil à m composantes couvrant un certain domaine de vitesses, et $\mathbf{M}$ une matrice $n \times m$ qui contient l'information à la fois sur les positions et les poids relatifs des raies.

Le but de LSD est d'inverser l'équation 2.17 (ou l'Eq. 2.19) pour retrouver le profil moyen Z à partir du spectre observé Y et de la matrice M . Cette dernière peut être vue comme un peigne de Dirac où chaque pic indique la position de la raie et dont la hauteur est proportionnelle à la force de la raie. En pratique, les masques sont déterminés à partir de modèles atmosphériques pour une température effective, une gravité de surface et une métallicité fixées selon le type spectral de l'étoile observée.

L'utilisation de LSD permet, dans le cas des étoiles de notre échantillon, d'utiliser quelques milliers de raies. Le niveau de bruit est en général réduit d'un facteur 30 par rapport au spectre de départ. La Fig. 2.6 montre les signatures obtenues avec LSD dans le cas d'un set d'observation pour l'étoile ξ Boo A.

Les limites de cette technique ont été mises en lumière par Kochukhov *et al.* (2010). L'auteur souligne notamment le fait que les hypothèses de départ de LSD ne sont plus valides dans le cas de très forts champs magnétiques (> 1 kG) ou de vitesses de rotation élevées. Cependant, les étoiles de notre échantillon ne sont pas concernées par ces limitations, puisque leur champ magnétique et leur vitesse de rotation restent modérés.

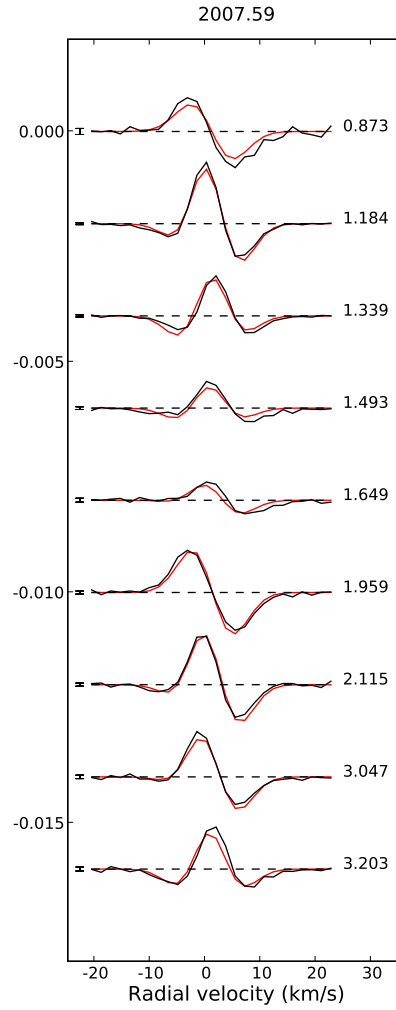


FIG. 2.6 – Profils Stokes V normalisés de ξ Boo A pour l'été 2007, après correction de la vitesse radiale moyenne de l'étoile. Les courbes noires représentent les données et les courbes rouges correspondent aux profils synthétiques du modèle magnétique utilisé. Les profils successifs sont décalés verticalement pour plus de clarté. Les phases de rotation pour chaque observation sont notées à droite de chaque profil et les barres d'erreur à gauche. D'après [Morgenthaler et al. \(2011\)](#).

2.3 Champ longitudinal

Les paramètres de Stokes I et V obtenus grâce à LSD permettent d'avoir accès au champ longitudinal, qui représente le champ magnétique de surface moyenné sur l'hémisphère visible de l'étoile et projeté sur la ligne de visée. Pour le calculer, nous utilisons la méthode du centre de gravité, décrite dans [Rees & Semel \(1979\)](#), avec l'équation suivante :

$$B_l(G) = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g c \int (1 - I(v)) dv} \quad (2.20)$$

où v est la vitesse radiale dans le référentiel de l'étoile en $km.s^{-1}$, λ_0 la longueur d'onde moyenne du masque de raies utilisé pour calculer les profils LSD en nm, g le facteur de Landé moyen effectif de la liste de raies, et c la vitesse de la lumière dans le vide en $km.s^{-1}$.

La mesure de B_l permet de donner une première indication sur le signe et l'intensité du champ magnétique. Cependant, B_l ne donne que peu d'indications sur la géométrie du champ. De plus, le champ longitudinal étant une moyenne du champ à la surface de l'étoile, il peut être largement sous-estimé dans le cas d'une géométrie complexe car des régions proches de polarité opposées s'annihilent dans le calcul.

2.4 Imagerie-Zeeman Doppler

2.4.1 Reconstruction de la topologie magnétique de surface

L'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) est une technique d'inversion tomographique basée sur la modulation rotationnelle des profils Stokes V. Elle permet de déterminer, dans une certaine mesure, la position d'une région magnétique et l'orientation des lignes de champ. Cette méthode a été proposée par [Semel \(1989\)](#), puis implémentée et testée par [Donati & Brown \(1997\)](#). La version du code d'imagerie utilisée pour traiter les étoiles présentées dans cette thèse est celle décrite par [Donati et al. \(2006\)](#).

La topologie du champ magnétique est reconstruite à l'aide d'une décomposition en harmoniques sphériques. Le champ magnétique est supposé être la somme d'une composante poloïdale et d'une composante toroïdale. Chaque composante est exprimée en harmoniques sphériques dans une forme similaire à celle utilisée par [Jardine et al. \(1999\)](#), ce qui donne :

$$B_r(\theta, \phi) = \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (2.21)$$

$$B_\theta(\theta, \phi) = \sum_{l,m} [\beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) + \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi)] \quad (2.22)$$

$$B_\phi(\theta, \phi) = \sum_{l,m} [\beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) - \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi)] \quad (2.23)$$

où

$$Y_{l,m}(\theta, \phi) = c_{l,m} P_{l,m}(\theta) e^{im\phi} \quad (2.24)$$

$$Z_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{\partial P_{l,m}(\cos\theta)}{\partial \theta} e^{im\phi} \quad (2.25)$$

$$X_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{\partial P_{l,m}(\cos\theta)}{\partial \theta} i m e^{im\phi} \quad (2.26)$$

$$c_{l,m} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \quad (2.27)$$

avec l et m le degré et l'ordre du mode d'harmonique sphérique $Y_{l,m}(\theta, \phi)$, θ et ϕ la colatitude et la longitude à la surface de l'étoile, et $P_{l,m}(\theta)$ le polynôme de Legendre associé. $\alpha_{l,m}$ caractérise la composante radiale du champ, $\beta_{l,m}$ les composantes azimuthale et méridienne du champ poloïdal, et $\gamma_{l,m}$ les composantes azimuthale et méridienne du champ toroïdal.

Si on connaît les coefficients $\alpha_{l,m}$, $\beta_{l,m}$ et $\gamma_{l,m}$, il est donc possible de construire la topologie magnétique de surface de l'étoile, et de retrouver les profils Stokes V correspondants. Dans le cas d'observations spectropolarimétriques, il faut résoudre le problème inverse, c'est-à-dire déterminer les coefficients à partir d'une série temporelle de signatures Zeeman. Les profils Stokes V sont dans ce cas confrontés à un modèle de géométrie magnétique grâce à une technique de convergence itérative, jusqu'à ce que le meilleur ajustement entre les observations et le modèle soit obtenu. Il n'existe pas de solution unique au problème inverse, il faut donc ajouter une contrainte supplémentaire : la solution choisie est celle qui maximise l'entropie, ie qui nécessite le champ le plus faible. Un algorithme général de reconstruction d'image utilisant le maximum d'entropie est présentée en détail dans [Skilling & Bryan \(1984\)](#).

En pratique, l'observation d'une série temporelle de signatures Zeeman comme celle de la Fig. 2.7 permet de retrouver la longitude, la latitude et l'orientation des lignes de champ magnétique. La longitude d'une région magnétique sur l'hémisphère visible de l'étoile observée se déduit du décalage Doppler des signatures Zeeman. En effet, lorsque le décalage est nul, la région magnétique se trouve en face de l'observateur. La latitude est déterminée par l'amplitude du décalage Doppler : plus la latitude est élevée, moins le décalage est important. Enfin, les différentes évolutions temporelles des formes des signatures Zeeman est un indicateur de l'orientation des lignes de champ. Par exemple, on observe un changement de signe lorsque la région magnétique traverse la ligne de visée dans le cas d'un champ azimuthal, alors que la signature d'un champ radial garde toujours le même signe. Les cartes magnétiques obtenues par l'algorithme de ZDI à partir des profils Stokes V de la Fig. 2.7 sont visibles sur la Fig. 2.8.

Les erreurs sur les quantités estimées par ZDI (intensité du champ magnétique, géométrie) sont estimées en faisant varier divers paramètres fondamentaux de la cible tels que la période de rotation, l'inclinaison de l'axe de rotation et la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée $v \sin i$. On considère l'étendue des barres d'erreur de chacun de ces paramètres et une carte magnétique est reconstruite pour chaque nouvelle combinaison (cf [Petit et al. 2008](#)).

Il est important de noter les limites de cette méthode. D'une part, elle est inefficace si l'étoile est vue par le pôle (pas de décalage Doppler) ou par l'équateur (impossibilité de déterminer dans quel hémisphère se trouve la région magnétique considérée). D'autre part, pour des $v \sin i$ faibles (ce qui est le cas pour toutes les étoiles de notre échantillon), ZDI est sensible essentiellement aux composantes du champ magnétique de bas degrés ([Petit et al. 2008](#)). Enfin, [Reiners \(2009\)](#) a souligné le fait que dans le cas des étoiles de très faible masse, les intensités des champs magnétiques déterminés à partir de l'imagerie Zeeman-Doppler sont sous-estimés. En effet, le paramètre Stokes V utilisé dans ZDI n'est sensible qu'au flux polarisé net, au contraire de Stokes I par exemple qui est sensible au flux total.

2.4.2 Calcul des paramètres de rotation différentielle de surface

Comme il a été discuté dans le chapitre précédent, la rotation différentielle joue un rôle primordial dans la dynamo des étoiles de type solaire. L'imagerie Zeeman-Doppler permet de quantifier la rotation différentielle en supposant qu'elle suit une loi de la forme :

$$\Omega(l) = \Omega_{eq} - d\Omega \sin^2 l \quad (2.28)$$

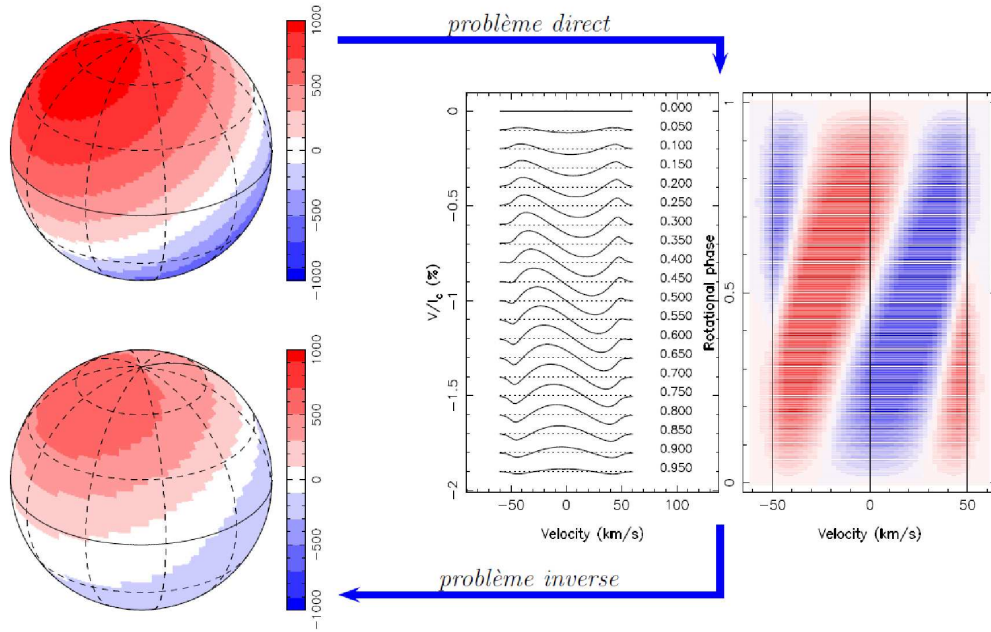


FIG. 2.7 – Série temporelle et spectre dynamique calculés à partir d'un dipôle (problème direct) et topologie du champ magnétique de surface reconstruite par ZDI (problème inverse). ©Julien Morin.

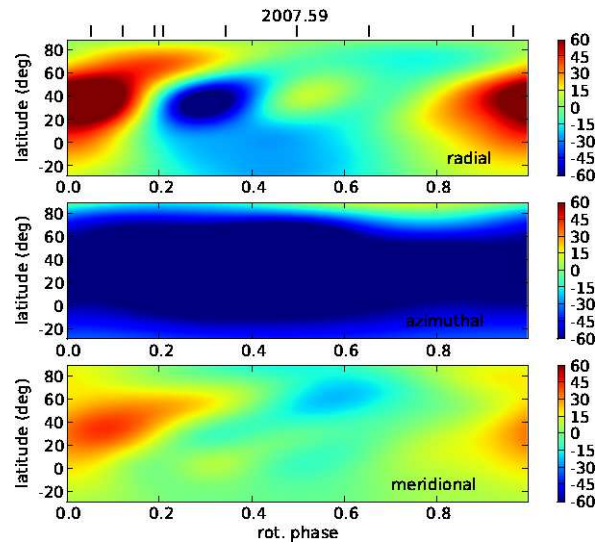


FIG. 2.8 – Topologie magnétique de surface de ξ Boo A dérivée des profils LSD de la figure 2.6 avec ZDI. Les trois cartes représentent la projection du vecteur champ magnétique sur chacun des axes d'un repère en coordonnées sphériques avec, de haut en bas, les composantes radiale, azimuthale et méridienne. Le champ magnétique est exprimé en Gauss et chaque barre en haut de la figure marque la phase où une observation a été effectuée. Figure extraite de [Morgenthaler et al. \(2012\)](#).

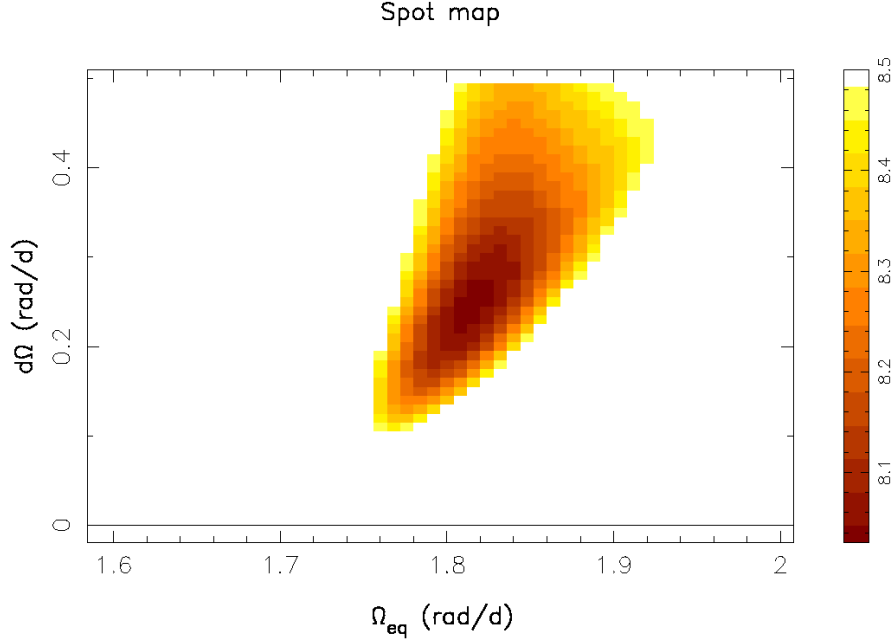


FIG. 2.9 – Carte de B dans l'espace des paramètres pour le set d'observation de l'hiver 2007 de l'étoile HD 75332.

avec $\Omega(l)$ le taux de rotation à la latitude l , Ω_{eq} le taux de rotation à l'équateur et $d\Omega$ la différence de rotation entre le pôle et l'équateur.

Le principe général de détermination des paramètres de rotation différentielle est de considérer que plus les valeurs choisies sont proches des valeurs réelles, plus les caractéristiques de la géométrie reconstruite sont précises et l'entropie élevée.

Concrètement, le calcul de rotation différentielle s'effectue en deux étapes. Tout d'abord, pour chaque paire de $(\Omega_{eq}, d\Omega)$ dans un espace de paramètres 2D, on reconstruit une carte magnétique en ajustant les données pour obtenir un χ^2 idéalement unitaire. En pratique, les χ^2 atteints avec les étoiles de notre échantillon sont plutôt compris entre 1 et 3. Les paramètres de rotation différentielle optimaux sont alors ceux qui minimisent l'information de l'image reconstruite (dans notre cas la valeur du champ magnétique moyen). La deuxième étape consiste à fixer la valeur trouvée à l'étape précédente pour le champ moyen, à reconstruire des cartes magnétiques pour chaque paire de $(\Omega_{eq}, d\Omega)$, et à choisir le χ^2 le plus bas à entropie constante. Cette deuxième étape permet de fixer des barres d'erreur sur les paramètres de rotation différentielle déterminés. Dans le cas idéal, la carte des χ^2 dans l'espace des paramètres doit avoir la forme d'un paraboloid 2D (Fig. 2.9). La méthode de calcul de rotation différentielle de surface ainsi que différents tests de cette méthode sont décrits plus en détail par [Petit et al. \(2002\)](#).

Lorsque le couple $(\Omega_{eq}, d\Omega)$ est déterminé de façon satisfaisante, l'injection de ces deux paramètres dans ZDI améliore l'ajustement des profils et donc la reconstruction de la topologie magnétique de surface. Un exemple d'ajustement avec et sans rotation différentielle est montré Fig. 2.10.

2.5 Elargissement des raies par effet Zeeman

Dans les étoiles de type solaire, l'effet Zeeman se manifeste par un élargissement des raies, car le champ magnétique n'y est pas assez fort pour les scinder. Cet élargissement a été mesurable en premier lieu sur des étoiles de type Ap avec des champs magnétiques supérieurs à 1 kG ([Preston 1971](#)). Plus tard, [Robinson et al. \(1980\)](#) sont parvenus à mettre en évidence le champ magnétique des étoiles froides ξ Boo A et 70 Oph A. D'autres

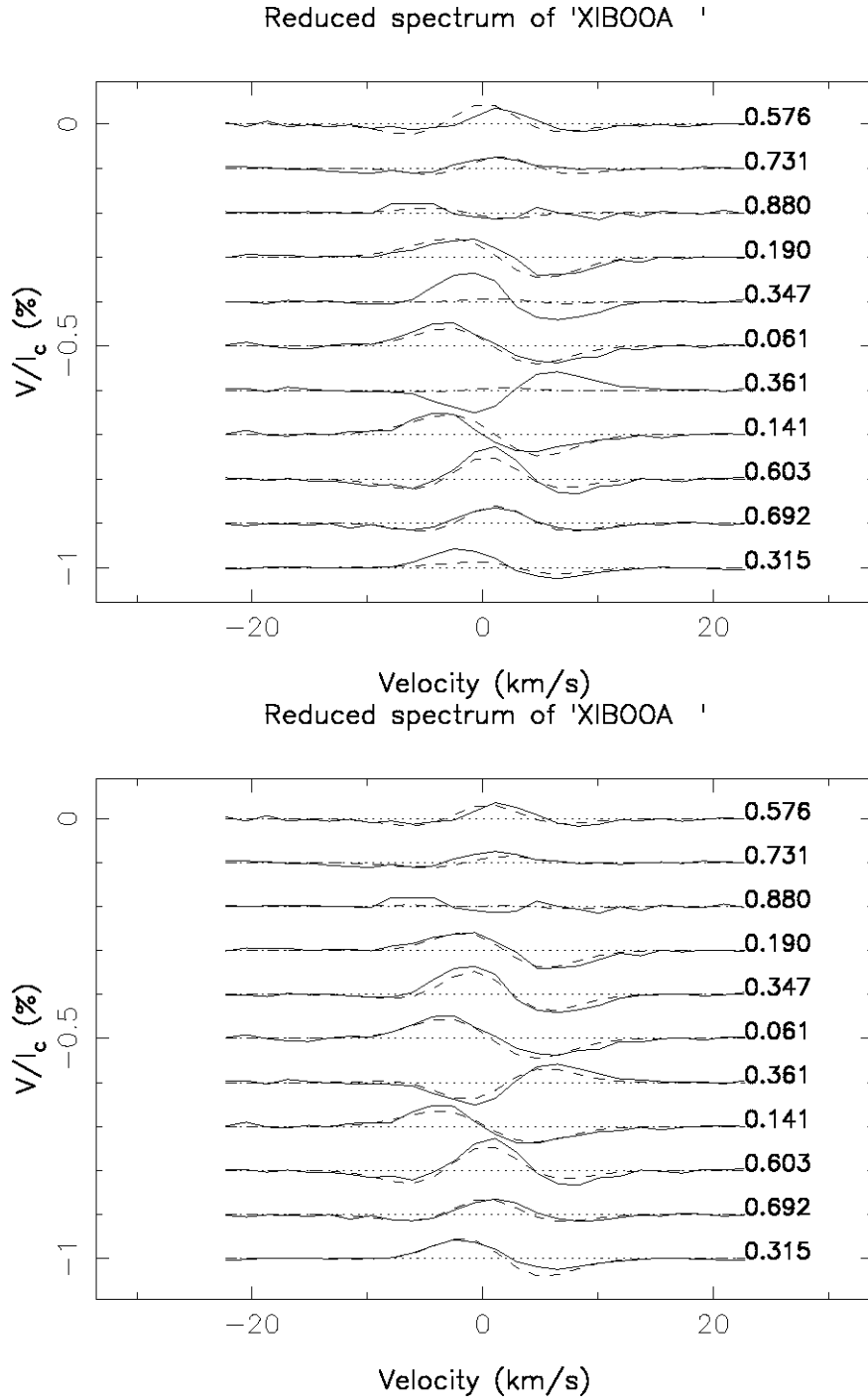


FIG. 2.10 – Profils Stokes V normalisés de ξ Boo A pour le set d'observation de l'été 2011. Les courbes noires représentent les données et les courbes en pointillés correspondent aux profils synthétiques du modèle magnétique utilisé. Les autres conventions sont les mêmes que pour la Fig. 2.6. Les profils synthétiques du panneau du haut ont été calculés en supposant une rotation différentielle nulle. Ceux du panneau du bas ont été calculés avec un couple $(\Omega_{eq}, d\Omega)$ déterminé par la méthode présentée dans la section 2.4.2.

auteurs (Marcy 1984; Saar *et al.* 1987, par exemple) ont suivi les variations temporelles de l'élargissement Zeeman pour des étoiles de type solaire.

L'étude de cet élargissement en fonction de la phase de rotation fournit des informations complémentaires à l'imagerie Zeeman-Doppler sur le champ photosphérique. En effet, contrairement à la topologie reconstruite par ZDI qui n'est sensible qu'aux composantes à grande échelle, l'information extraite des raies individuelles prend en compte toutes les échelles du champ magnétique.

Pour mesurer les variations temporelles de l'élargissement Zeeman, nous avons simplement suivi l'évolution d'une largeur de raie avec la phase de rotation de chaque cible observée. La raie choisie est celle du Fer I à 846.8404 nm. Elle a le double avantage de posséder un facteur de Landé élevé ($g = 2.493$) et de se trouver du côté des longueurs d'onde infrarouge, ce qui amplifie l'effet Zeeman (cf Eq. 2.9). Un spline cubique a été appliqué à la raie pour modifier son échantillonnage en longueur d'onde afin d'obtenir des points de même intensité des deux côtés de la raie. Les variations de largeur ont été évaluées à différentes profondeurs. Celle se trouvant à $0.33I_c$ au-dessus du fond de la raie a été sélectionnée car c'est à cet endroit que les variations temporelles de largeurs sont le mieux observées.

Pour consolider la méthode, le même algorithme a été appliqué à des raies moins sensibles au champ magnétique (ie avec des facteurs de Landé et des longueurs d'onde inférieurs), et il n'a pas été observé de variations temporelles significatives de leurs largeurs.

2.6 Activité chromosphérique

2.6.1 Ca II H&K

Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.3.1, l'émission dans les raies H&K du Ca II est particulièrement intéressante à déterminer puisqu'elle donne accès à l'évolution temporelle du champ magnétique des étoiles observées. De plus, à l'instar de l'élargissement Zeeman qui a été décrit dans la section précédente, l'information extraite des raies chromosphériques prend en compte toutes les échelles du champ magnétique, ce qui apporte des renseignements additionnels à l'imagerie Zeeman-Doppler.

Les spectres NARVAL en intensité permettent d'avoir accès au flux chromosphérique dans les raies du Ca II H&K pour chaque étoile de l'échantillon. Pour quantifier cette émission, nous avons construit un indice sur le modèle du S -index présenté notamment par Duncan *et al.* (1991) et Wright *et al.* (2004).

Renormalisation des spectres NARVAL

Un calcul fiable du flux chromosphérique n'est pas envisageable si le continu autour des raies H&K n'est pas renormalisé au préalable. En effet, dans ce domaine de longueurs d'onde, la distribution des raies spectrales photosphériques est très dense et la chaîne de réduction de données de NARVAL est incapable de déterminer le niveau du continu avec moins de 20% d'erreur. Afin de corriger cette imprécision de la normalisation, nous avons utilisé des spectres de référence issus de la base de données POLLUX (Palacios *et al.* 2010), avec des températures effectives et des $\log(g)$ les plus proches possible des différentes étoiles de l'échantillon (Fig. 2.11).

La première étape de la renormalisation consiste à interpoler le spectre synthétique pour qu'il ait le même échantillonnage en longueurs d'onde que le spectre NARVAL. Ensuite sont choisis une vingtaine de points de référence proches du continu autour des raies H&K. Ces points vont permettre d'estimer localement le rapport entre les deux spectres. La série des rapports obtenus est ajustée par un polynôme de degré 4. Enfin, la dernière étape est la division de la région du spectre NARVAL contenant les deux raies voulues par

le polynôme. La Fig. 2.11 montre le résultat de la renormalisation pour un spectre de ξ Boo A.

Cas particuliers des étoiles à $v \sin i > 5$ km/s

Les spectres POLLUX utilisés pour renormaliser le continu sont des spectres synthétiques qui ont été calculés pour des étoiles sans rotation. Or, la rotation a pour effet d'élargir le profil des raies spectrales par effet Doppler (Gray 2005), et cet effet d'élargissement est d'autant plus prononcé que le $v \sin i$ de l'étoile considérée est élevé. Pour les étoiles de l'échantillon qui ont un $v \sin i$ supérieur à 5 km/s, l'effet de la rotation sur les profils est suffisant pour fausser la renormalisation car les points de référence proches du continu sur le spectre POLLUX ne le sont pas systématiquement sur le spectre synthétique (Fig. 2.12).

Un moyen de résoudre ce problème est d'inclure de l'élargissement rotationnel sur les spectres POLLUX, et d'effectuer le calcul de renormalisation ensuite. Gray (2005) a montré qu'un profil de raie normalisé pouvait s'écrire sous la forme d'un produit de convolution entre $H(v)$, un paramètre de Stokes quelconque normalisé au continu de Stokes I, et $G(v_z)$, un profil d'élargissement rotationnel :

$$\frac{F_\nu}{F_c} = H(v) * G(v_z) \quad (2.29)$$

La formule explicite du profil d'élargissement rotationnel est la suivante :

$$G(v_z) = \frac{2(1 - \epsilon) \sqrt{1 - \left(\frac{v_z}{v_L}\right)^2} + \frac{\pi}{2} \epsilon \left[1 - \left(\frac{v_z}{v_L}\right)^2\right]}{\pi v_L \left(1 - \frac{\epsilon}{3}\right)} \quad (2.30)$$

avec ϵ le coefficient d'assombrissement centre-bord, v_z la vitesse au point du profil de Stokes considéré et v_L la vitesse de rotation de l'étoile projetée sur la ligne de visée.

Cette correction a été appliquée sur les spectres POLLUX qui ont servi à renormaliser les spectres des 5 étoiles de l'échantillon qui ont un $v \sin i$ supérieur à 5 km/s. Les coefficients d'assombrissement centre-bord ont été extraits du catalogue de Claret (2004). Le résultat obtenu pour la renormalisation donne des χ^2 comparables à ceux obtenus pour les autres étoiles.

Calcul de l'indice d'émission et calibration sur les données du Mont Wilson

Une fois la renormalisation effectuée, le calcul d'un indice d'activité chromosphérique peut être entrepris. Nous avons utilisé pour cela la même méthode que Duncan *et al.* (1991), qui ont dérivé des indices- S à partir des observations du Mont Wilson. Deux bandes passantes triangulaires H et K avec une largeur à mi-hauteur de 0.1 nm sont centrées autour du coeur des deux raies pour en déterminer le flux. Pour estimer le flux dans le continu des côtés rouge et bleu de Ca II H&K, nous utilisons deux bandes passantes rectangulaires R et V de largeur 2 nm, centrées respectivement à 400.107 et 390.107 nm (Fig. 2.13).

Les premiers résultats obtenus avec cette méthode de calcul sont satisfaisants pour tous les jeux de données, sauf ceux de 2007. En effet, à cette époque, la raie du Ca II K se trouve sur un inter-ordre dans le spectre en intensité, ce qui génère des difficultés supplémentaires pour renormaliser le continu et augmente les erreurs sur les valeurs de notre indice. Après de multiples tentatives pour résoudre ce problème, nous avons choisi d'utiliser uniquement la raie H. Finalement, de la même façon que Wright *et al.* (2004) ont défini un L -index basé sur les observations du Lick, nous fixons comme suit un indice- N_{CaIIH} pour nos spectres NARVAL :

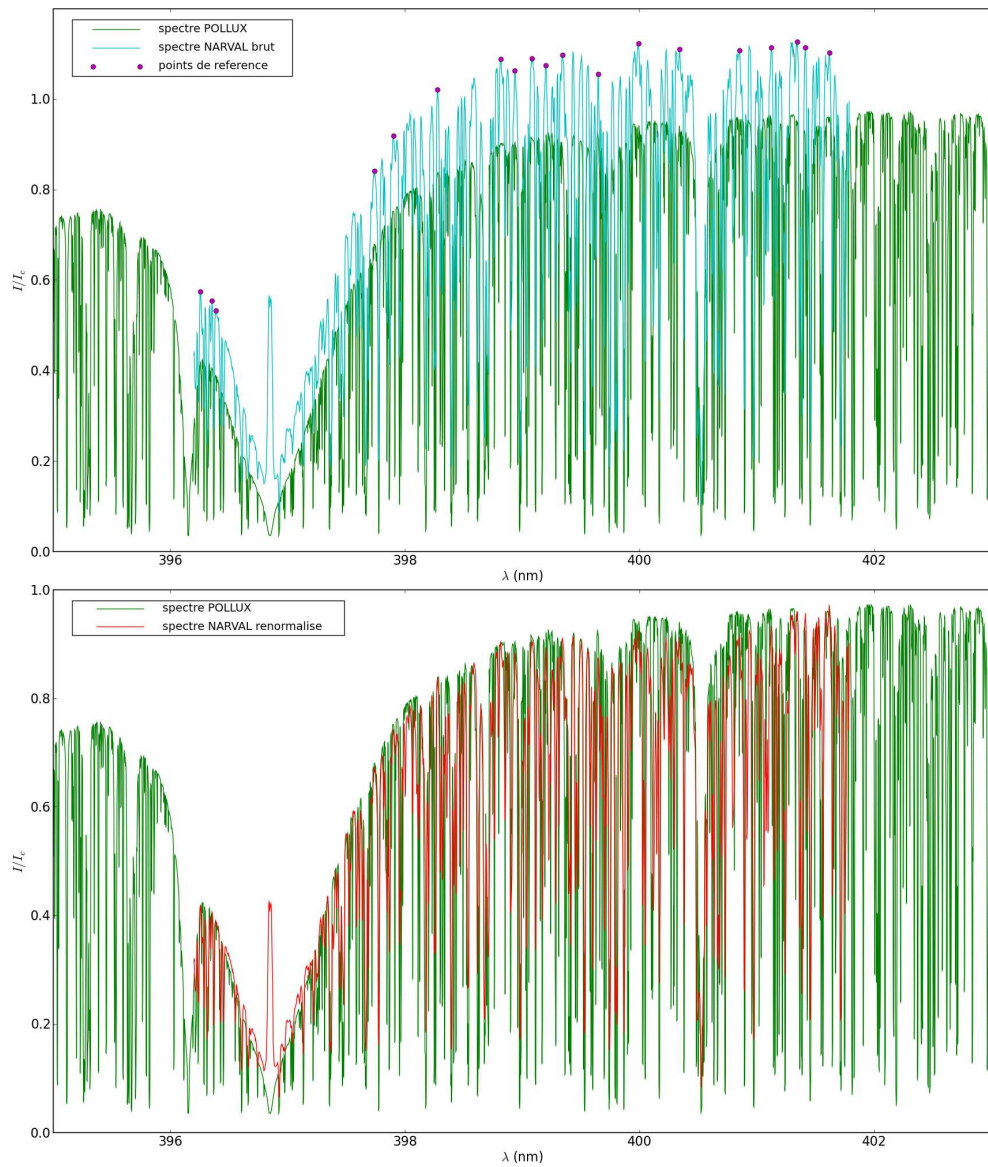


FIG. 2.11 – Spectre du 28 juillet 2007 contenant la raie du Ca II H pour l'étoile ξ Boo A. Le panneau du haut représente le spectre synthétique, le spectre NARVAL et les points de référence avant renormalisation. Le panneau du bas représente le spectre synthétique et le spectre NARVAL après renormalisation.

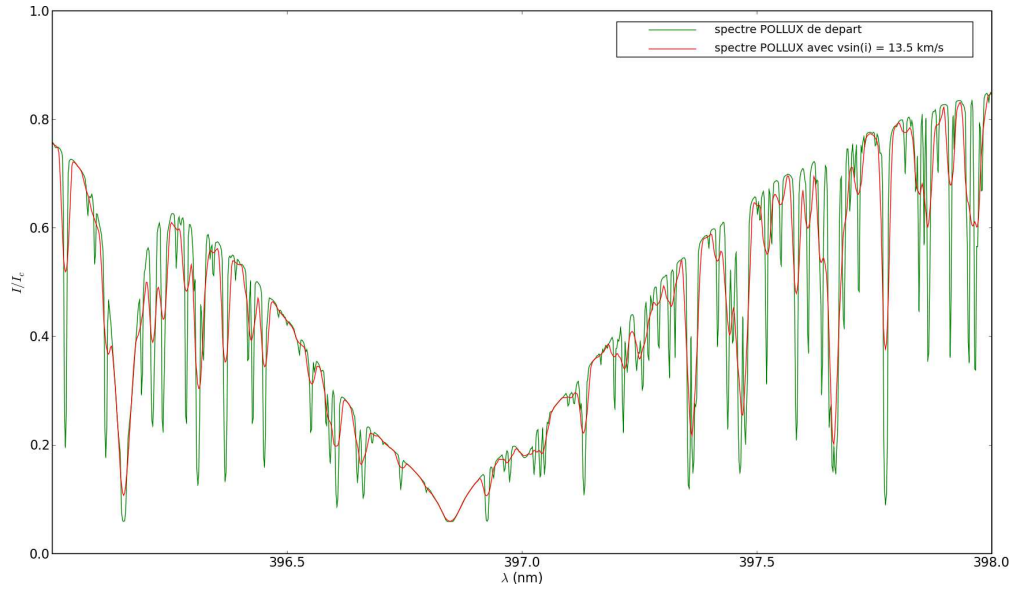


FIG. 2.12 – Illustration de l’effet de la rotation pour un $v \sin i$ égal à celui de HD 175726. Le spectre synthétique POLLUX convolué par un profil d’élargissement rotationnel est superposé au spectre POLLUX brut.

$$N_{CaIIH} = \frac{H}{R} \quad (2.31)$$

avec H et R les bandes passantes définies plus haut.

Pour pouvoir comparer nos valeurs avec celles obtenues par les études antérieures, en particulier celles du Mont Wilson, notre indice est calibré de la façon suivante :

$$N_{CaIIH} = \alpha \left(\frac{H}{R} \right)^2 + \beta \frac{H}{R} + \gamma \quad (2.32)$$

avec α , β et γ des coefficients à fixer. Pour les déterminer sont sélectionnées 31 étoiles présentes à la fois dans les archives NARVAL et dans les échantillons de [Baliunas et al. \(1995\)](#) (valeurs issues du Mont Wilson) ou [Wright et al. \(2004\)](#) (valeurs soigneusement calibrées sur celles du Mont Wilson), et avec des rapports S/N supérieurs à 95 dans l’ordre qui contient les raies du Ca II. La Fig. 2.14 montre les points choisis pour la calibration. Un ajustement aux moindres carrés entre les valeurs des spectres NARVAL et celles des deux autres études donne accès aux valeurs optimales pour α (-0.972), β (1.803) et γ (-0.051).

Calcul de R'_{HK}

Dans l’optique de comparer l’émission chromosphérique entre les différentes étoiles de l’échantillon, il est plus pertinent d’utiliser le paramètre R'_{HK} que N_{CaIIH} . En effet, N_{CaIIH} inclut à la fois les contributions chromosphérique et photosphérique. Pour déterminer la fraction de la luminosité de l’étoile présente dans les raies H&K du Ca II, la composante photosphérique doit donc être supprimée. Pour ce faire, nous avons suivi la procédure décrite par [Noyes et al. \(1984a\)](#).

Le principe est de définir R'_{HK} comme le rapport entre le flux dans les raies H&K du Ca II et la luminosité bolométrique totale de l’étoile. La transformation de N_{CaIIH} en R'_{HK} dépend de $B - V$, et sa calibration n’est effective que dans l’intervalle $0.44 < B - V < 0.9$. [Noyes et al. \(1984a\)](#) a recours à la tranformation de [Middelkoop \(1982\)](#) :

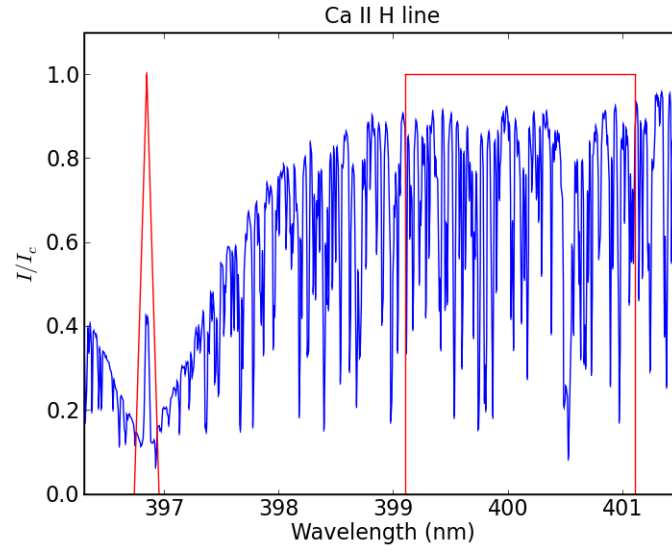


FIG. 2.13 – Bandes passantes autour de la raie du CaII H et du continu côté rouge telles que définies pour le calcul de l'indice N_{CaIIH} .

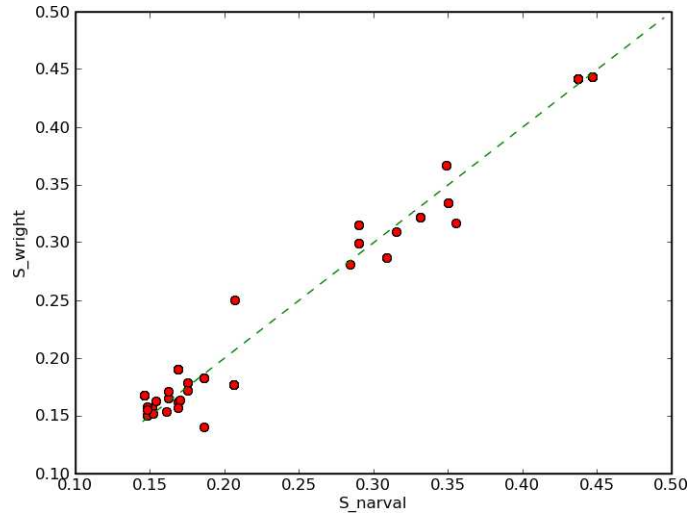


FIG. 2.14 – Valeurs d'indices chromosphériques de [Wright *et al.* \(2004\)](#) et [Baliunas *et al.* \(1995\)](#) vs. valeurs dérivées des spectres NARVAL.

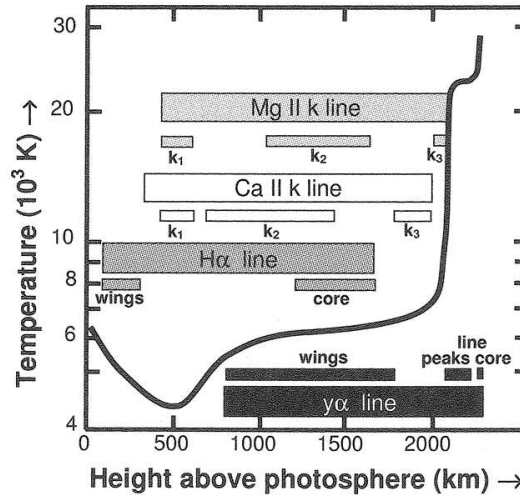


FIG. 2.15 – Profil de température dans la chromosphère et la région de transition, en fonction de la hauteur au-dessus de la photosphère. Les hauteurs auxquelles les différentes émissions sont générées sont indiquées. Figure tirée de [Lockwood \(2005\)](#).

$$R_{HK} = 1.340 \times 10^{-4} C_{cf} N_{CaIIH} \quad (2.33)$$

où :

$$C_{cf}(B - V) = 1.13(B - V)^3 - 3.91(B - V)^2 + 2.84(B - V) - 0.47 \quad (2.34)$$

convertit le flux dans les bandes passantes B et V en flux total du continu. R_{HK} doit ensuite être corrigé de la contribution photosphérique présente dans le coeur des raies H&K. L'expression suivante de [Hartmann et al. \(1984\)](#) est utilisée :

$$\log R_{phot} = -4.898 + 1.918(B - V)^2 - 2.893(B - V)^3 \quad (2.35)$$

pour obtenir finalement :

$$R'_{HK} = R_{HK} - R_{phot} \quad (2.36)$$

2.6.2 $H\alpha$

Un autre indicateur d'activité chromosphérique particulièrement étudié est l'émission dans la raie $H\alpha$. Plusieurs auteurs ont souligné l'existence d'une corrélation entre le flux dans les raies du Ca II H&K et $H\alpha$ pour des échantillons d'étoiles de types spectraux F à M ([Strassmeier et al. 1990](#); [Robinson et al. 1990](#); [Montes et al. 1995](#); [Martínez-Arnáiz et al. 2011](#)). Une corrélation est également possible entre plusieurs mesures pour une même étoile ([Cincunegui et al. 2007](#)). La dépendance entre ces deux flux chromosphériques peut être attribuée au fait qu'ils sont générés à des hauteurs similaires dans la chromosphère solaire (Fig. 2.15).

Comme pour le Ca II, nous avons construit un indice pour déterminer les variations de $H\alpha$. Dans ce cas, le calcul du flux ne nécessite pas la renormalisation préalable de la région spectrale concernée car le rapport S/N et la renormalisation par la chaîne de réduction de données y sont bien meilleurs que pour H&K. Nous avons utilisé les bandes passantes rectangulaires fixées par [Gizis et al. \(2002\)](#) autour de la raie $H\alpha$ et dans le référentiel de l'étoile. Le continu du côté rouge est défini entre 656.62 et 656.84 nm, du côté bleu entre 655.77 et 656.0 nm. Le coeur de la raie est pris entre 656.10 et 656.46 nm. L'indice d'activité est de la forme suivante :

$$N_{H\alpha} = \frac{F_{H\alpha}}{C_{red} + C_{blue}} \quad (2.37)$$

avec C_{red} et C_{blue} le flux dans les bandes-passantes du continu et $F_{H\alpha}$ le flux dans la raie.

2.7 Vitesses radiales

L'étude des variations de vitesses radiales est directement reliée à l'étude de l'activité magnétique de l'étoile observée. En effet, [Saar & Donahue \(1997\)](#) ont démontré que des variations significatives de vitesses radiales ($> 50 \text{ m.s}^{-1}$) peuvent être dues à la présence de taches ou d'inhomogénéités convectives, le taux de variation dépendant de la taille des taches et de $v \sin i$.

En pratique, le calcul des vitesses radiales a été effectué en ajustant une gaussienne aux profils Stokes I issus de LSD. L'erreur typique pour une mesure de vitesse radiale avec NARVAL a été estimée par [Moutou *et al.* \(2007\)](#) et est comprise entre 15 et 30 m.s^{-1} .

2.8 Asymétrie des raies

2.8.1 Bissecteurs

La plupart des raies observées dans des spectres d'étoiles de type solaire sont asymétriques. Plusieurs auteurs ont démontré que la granulation peut participer à cette asymétrie ([Gray 1980, 1981, 1982](#); [Dravins 1987](#)). Schématiquement, les photons provenant des régions qui s'élèvent ou qui plongent n'ont pas la même contribution dans le flux mesuré, d'où une asymétrie des raies spectrales. Comme le montre la Fig. 2.16, la granulation donnerait aux bissecteurs une forme de "C" caractéristique des étoiles froides. Des inhomogénéités telles que des taches froides ou des facules à la surface d'une étoile peuvent altérer cette forme typique et la faire varier au cours de la période de rotation ([Toner & Gray 1988](#); [Gray 1988](#)), d'où l'intérêt d'étudier les asymétries des raies dans le cadre de ce travail de thèse.

Un moyen simple d'étudier cette asymétrie est de construire le bissecteur d'une raie. Pour maximiser le rapport signal/bruit, nous avons choisi d'utiliser le profil Stokes I calculé par LSD (donc toutes les raies en même temps) et suivi la méthode de [Toner & Gray \(1988\)](#). Le principe est de prendre des segments reliant un côté du profil à l'autre, et de relier les points au milieu des segments pour obtenir le bissecteur. Pour chaque point du côté gauche du profil, le point correspondant du côté droit est déterminé en utilisant une interpolation par splines cubiques. Le résultat obtenu est visible sur la Figure 2.17.

2.8.2 Velocity spans

Etudier les variations de l'amplitude des bissecteurs dans le temps a également son utilité, car elles renseignent sur l'origine de potentielles variations de vitesse radiale d'une étoile. Ainsi, [Queloz *et al.* \(2001\)](#) ont démontré que les variations périodiques de vitesse radiale de l'étoile de type solaire HD 166435 n'étaient pas dues à une planète comme ils l'avaient cru initialement, mais à l'activité de surface de l'étoile. En effet, les auteurs ont mis en évidence une anti-corrélation entre les variations de l'amplitude des bissecteurs et celles des vitesses radiales, ce qui prouve que ces variations ont une origine purement stellaire. Plus tard, [Boisse *et al.* \(2009\)](#) ont également observé cette dépendance pour une autre étoile de type solaire.

Quantitativement, les variations temporelles dans la forme des bissecteurs peuvent se déterminer par le calcul de leur largeur en vitesse radiale, le *velocity span*. La technique pour déterminer les largeurs a été définie par [Toner & Gray \(1988\)](#). Dans le cas des profils

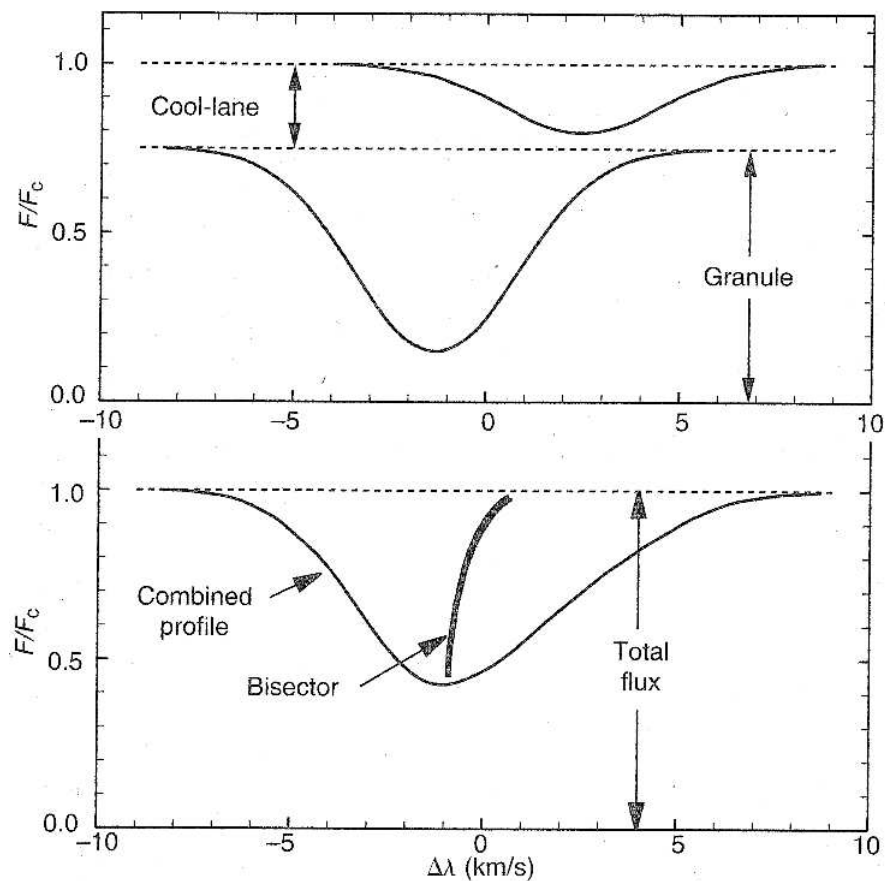


FIG. 2.16 – Effet de la granulation sur les raies dans le cas simplifié d'un modèle avec un écoulement ascendant et un écoulement descendant. Le matériel qui plonge s'éloigne de l'observateur tandis que celui qui s'élève s'en rapproche. Les décalages en vitesse correspondants sont montrés sur le panneau du haut. La somme des deux profils est représentée sur le panneau du bas. Il en résulte un profil net principalement décalé vers le bleu avec une aile décalée vers le rouge. (Figure tirée de [Gray \(2005\)](#))

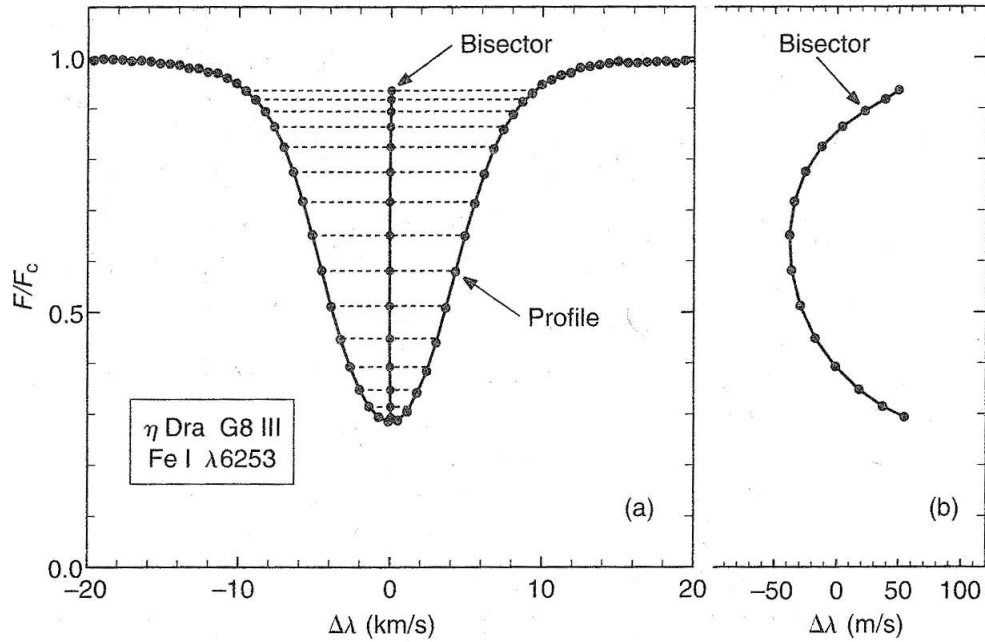


FIG. 2.17 – Panneau (a) : un profil de raie et son bissecteur. Les pointillés représentent les segments reliant les côté bleu et rouge du profil, le bissecteur reliant les points du milieu de chaque segment. Panneau (b) : le même bissecteur qu'en (a), grossi 80 fois. (Figure tirée de [Gray \(2005\)](#))

Stokes I, nous avons calculé la différence en vitesse entre un point en haut du profil (à $I/I_c = 0.95$) et un point en bas du profil (0.01 au-dessus du minimum de I/I_c). Les erreurs sur les largeurs ont été évaluées par la même méthode que [Povich et al. \(2001\)](#).

2.9 Présentation de l'échantillon étudié

L'échantillon stellaire sur lequel les techniques décrites précédemment ont été appliquées a été construit de façon à scanner le mieux possible un plan masse/rotation autour du cas solaire. L'échantillon est composé de 19 étoiles de la séquence principale balayant les types spectraux K5V à F7V (Fig. 2.18). Les paramètres fondamentaux de ces étoiles sont donnés dans le Tab. 2.1. En particulier, les masses s'échelonnent de $0.6 M_\odot$ pour 61 Cyg A à $1.44 M_\odot$ pour HD 75332 (Fig. 2.19). Les périodes de rotation ont été dérivées par imagerie Zeeman-Doppler, sauf dans le cas de HD 10476 pour laquelle c'est la période de [Wright et al. \(2004\)](#) qui a été considérée. Elles sont comprises entre 3.43 jours pour HD 166435 et 43.4 jours pour HD 3651.

Sélection des cibles

Divers critères ont été utilisés pour construire l'échantillon. Les cibles sélectionnées ont notamment toutes un $v \sin i$ inférieur à 15 km.s^{-1} . Cette contrainte a été imposée pour que le champ magnétique de surface soit reconstruit sur les mêmes échelles par le code d'imagerie. Il a en effet été montré que plus le $v \sin i$ augmente, plus le code reconstruit des échelles petites (cf sec. 2.4). Certaines étoiles caractéristiques ont été choisies car leur activité est étudiée depuis longtemps. Font ainsi partie de l'échantillon les étoiles ξ Bootis A, dont le champ magnétique est observé depuis des décennies ([Robinson et al. 1980](#); [Toner & Gray 1988](#); [Petit et al. 2005](#)) et 61 Cyg A, également connue pour son activité magnétique et pour son cycle bien défini ([Baliunas et al. 1995](#); [Hempelmann et al.](#)

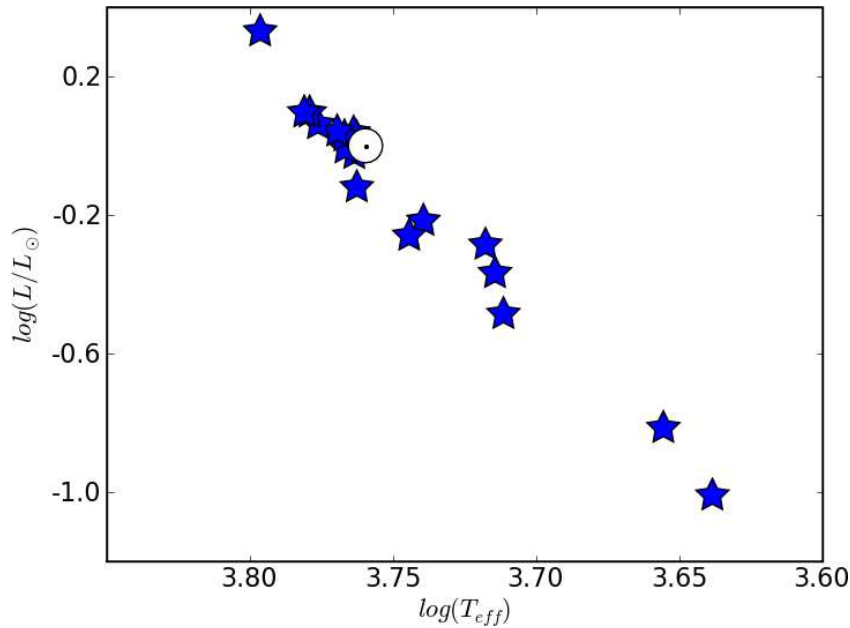


FIG. 2.18 – Position des étoiles de l'échantillon dans le diagramme HR. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$.

2006). L'étoile ϵ Eridani a aussi été observée. C'est la plus jeune de l'échantillon et elle est particulièrement étudiée pour son disque de débris (e.g. Greaves *et al.* 2005; Backman *et al.* 2009) et sa ou ses planète(s) (par exemple Campbell *et al.* 1988; Hatzes *et al.* 2000; Quillen & Thorndike 2002). D'autre part, plusieurs jumeaux solaires ont été ajoutés. Le premier est 18 Scorpii, le jumeau le plus brillant visible à l'oeil nu (Porto de Mello & da Silva 1997) et le plus accessible avec NARVAL de par sa magnitude. Il faut néanmoins préciser que, malgré de nombreux paramètres fondamentaux très proches du Soleil, 18 Sco n'est pas un jumeau parfait car elle possède une abondance en lithium bien supérieure (e.g. Do Nascimento *et al.* 2010). Le deuxième jumeau solaire est HD 9986, avec une masse de $1.09 \pm 0.15 M_{\odot}$ et une période de rotation de 23 ± 0.5 jours. Les étoiles HD 56124 et HD 76151 sont également très proches du cas solaire, avec toutefois des périodes de rotation un peu plus rapides (respectivement 18 et 20.5 jours). Plus généralement, les cibles possédant des masses proches d'une masse solaire ont été favorisées. De ce fait, environ la moitié des cibles de l'échantillon possède des masses variant dans une tranche de 10% autour de $1 M_{\odot}$. Les étoiles présentant des cycles dans l'étude de Baliunas *et al.* (1995) telles que HD 78366, HD 206860 et HD 3651 ont également été sélectionnées en priorité. Enfin, le plan masse/rotation a été complété avec des cibles issues du catalogue de Valenti & Fischer (2005), cette publication ayant l'avantage de fournir des paramètres fondamentaux précis.

Observations

Le tableau 2.2 présente le nombre d'observations par étoile et par saison. L'hiver 2007/2008 a été le plus fructueux avec 160 observations, tandis que l'hiver suivant a été le plus défavorable avec seulement 5 observations effectuées. Le nombre de spectres et leur répartition varie beaucoup selon les étoiles. Par exemple, nous disposons de 86 spectres pour ξ Bootis A répartis sur 7 saisons d'observation, alors que seulement 21 spectres sur deux saisons sont disponibles pour HD 76151.

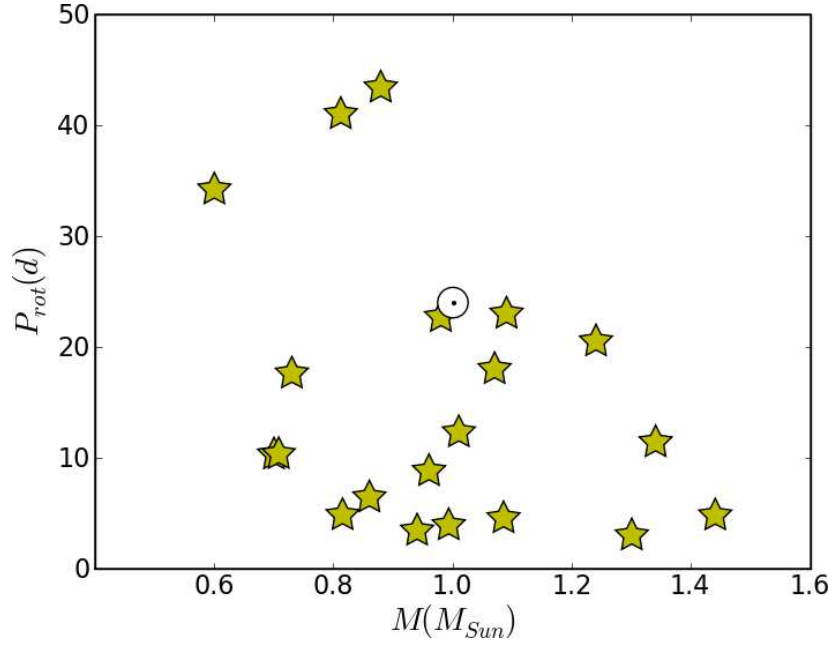


FIG. 2.19 – Position des étoiles de l'échantillon dans le plan masse rotation. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$.

Analyse de l'échantillon

L'analyse des spectres et l'utilisation des outils décrits précédemment n'a pas été conduite en intégralité sur tout l'échantillon. Les activité et variabilité magnétiques avérées de ξ Bootis A ont motivé un suivi particulièrement dense de cette étoile, aussi bien au niveau de l'étendue temporelle que du nombre de spectres. Les nombreuses observations de ξ Boo A ont été utilisées pour développer et tester les outils de calculs de l'activité chromosphérique, de l'élargissement par effet Zeeman et de l'asymétrie des raies. Elles ont également permis ma familiarisation avec les codes déjà existants d'imagerie Zeeman-Doppler, de calcul de champ longitudinal et de vitesse radiale. La totalité des outils disponibles a été appliquée sur tous les jeux de données relatifs à HD 190771 et HD 78366. Enfin, tous les traceurs d'activité ont été calculés pour les autres cibles, mais la géométrie de leur champ magnétique de surface n'a pas été reconstruite.

TAB. 2.1 – Paramètres fondamentaux de l'échantillon.

Cible	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm.s^{-2})	[M/H] [Sun]	Masse ($M_{\odot}$)	Age (Gyr)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	$P_{\text{rot}}^{\text{eq}}$ (j)	$\log(L)$ ($L_{\odot}$)
61 Cyg A ^d	4525 ± 140	4.65 ± 0.25	−0.37 ± 0.19	0.6	10 ⁺⁵ _{−6}	1.1	34.2 ± 0.5	−0.815 ± 0.030
ξ Boo B ^b	4350 ± 150	–	0.012 ± 0.002	0.7 ± 0.05	2 ± 2	–	10.3 ± 0.2	−1.01 ± 0.08
ε Eri	5146 ± 50	4.57 ± 0.06	0.00 ± 0.03	0.708 ± 0.067	2.6 ^{+5.8} _{−2.4}	2.4 ± 0.5	10.33	−0.486 ± 0.011
HD 10476	5181 ± 50	4.53 ± 0.06	−0.07 ± 0.03	0.812 ± 0.064	8.7 ^{+4.3} _{−5.8}	1.7 ± 0.5	41	−0.368 ± 0.016
HD 3651	5221 ± 50	4.45 ± 0.06	0.16 ± 0.03	0.879 ± 0.01	8.2 ^{+4.3} _{−5.2}	1.1 ± 0.5	43.4	−0.286 ± 0.018
HD 101501 ^a	5488 ± 50	4.43 ± 0.06	−0.03 ± 0.03	0.73 ± 0.05	5.1 ^{+3.5} _{−3.5}	2.4 ± 0.5	17.6 ± 0.3	−0.217 ± 0.017
ξ Boo A ^{b,c}	5551 ± 20	–	0.012 ± 0.002	0.86 ± 0.07	2 ± 2	3.0 ± 0.4	5.62	−0.26 ± 0.03
HD 76151	5790 ± 50	4.55 ± 0.06	0.07 ± 0.03	1.24 ± 0.12	3.6 ^{+1.8} _{−2.3}	1.2 ± 0.5	20.5 ± 0.3	−0.12 ± 0.031
18 Sco	5791 ± 50	4.41 ± 0.06	0.03 ± 0.03	0.98 ± 0.13	4.7 ^{+2.7} _{−2.7}	2.1 ± 0.5	22.7 ± 0.5	0.025 ± 0.027
HD 73350	5802 ± 50	4.48 ± 0.06	0.04 ± 0.03	1.01 ± 0.14	4.1 ^{+2.0} _{−2.7}	4.0 ± 0.5	12.3 ± 0.1	−0.024 ± 0.050
HD 9986 ^a	5805 ± 50	4.45 ± 0.06	0.05 ± 0.03	1.09 ± 0.15	4.3 ^{+2.3} _{−2.5}	2.6 ± 0.5	23 ± 0.5	0.038 ± 0.044
HD 190771	5834 ± 50	4.44 ± 0.06	0.14 ± 0.03	0.96 ± 0.13	2.7 ^{+1.9} _{−2.0}	4.3 ± 0.5	8.8 ± 0.1	0.001 ± 0.023
HD 166435	5843 ± 50	4.44 ± 0.06	0.01 ± 0.03	0.94 ± 0.13	3.8 ^{+2.7} _{−2.5}	7.9 ± 0.5	3.43	−0.008 ± 0.036
HD 56124 ^a	5848 ± 50	4.46 ± 0.06	−0.02 ± 0.03	1.07 ± 0.16	4.5 ^{+2.5} _{−2.7}	1.5 ± 0.5	18 ± 1.0	0.027 ± 0.059
HD 39587 ^a	5882 ± 50	4.34 ± 0.06	0.00 ± 0.03	0.815 ± 0.08	3.4 ^{+2.1} _{−2.0}	9.8 ± 0.5	4.83 ± 0.02	0.041 ± 0.021
HD 206860 ^a	5974 ± 50	4.47 ± 0.06	−0.01 ± 0.03	1.085 ± 0.091	3.1 ^{+1.6} _{−2.0}	10.6 ± 0.5	4.55 ± 0.02	0.062 ± 0.033
HD 78366 ^a	6014 ± 50	4.54 ± 0.06	0.03 ± 0.03	1.34 ± 0.13	2.5 ^{+1.2} _{−1.8}	3.9 ± 0.5	11.4 ± 0.1	0.096 ± 0.035
HD 175726	6040 ± 80	4.44 ± 0.10	−0.1 ± 0.1	0.993 ± 0.060	–	13.5 ± 0.5	3.92	0.096 ± 0.046
HD 75332 ^a	6258 ± 50	4.41 ± 0.06	0.05 ± 0.03	1.44 ± 0.21	1.8 ^{+1.0} _{−1.2}	9.0 ± 0.5	4.8 ± 0.1	0.330 ± 0.050

Notes : De gauche à droite sont présentées la température effective T_{eff} , la gravité de surface $\log(g)$, la métallicité [M/H], la masse, l'âge, la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée $v \sin i$ et la luminosité L . Ces paramètres ont été tirés de [Affer *et al.* \(2005\)](#) et [Kervella *et al.* \(2008\)](#) pour 61

Cyg A, [Fernandes *et al.* \(1998\)](#) et [Gray \(1984\)](#) pour ξ Boo A et B, [Valenti & Fischer \(2005\)](#) pour les autres étoiles. La période de rotation à l'équateur a été déterminée par imagerie Zeeman-Doppler pour toutes les étoiles sauf HD 10476, dont la période a été tirée de [Wright *et al.* \(2004\)](#).

TAB. 2.2 – Répartition des observations NARVAL par étoile et par époque d’observation.

Cible	2006B	2007A	2007B	2008A	2008B	2009A	2009B	2010A	2010B	2011A
61 Cyg A	–	13	–	9	–	–	–	16	–	–
ξ Boo B	–	1	18	–	–	5	–	9	–	–
ε Eri	7	–	21	–	–	–	4	–	–	–
HD 10476	7	14	19	–	–	–	–	–	–	–
HD 3651	–	2	–	–	–	–	–	11	–	3
HD 101501	–	–	20	–	1	–	9	–	9	–
ξ Boo A	–	9	19	–	–	13	9	19	7	10
HD 76151	10	–	–	–	–	–	11	–	–	–
18 Sco	6	9	–	–	–	14	–	14	–	–
HD 73350	9	–	–	–	1	1	–	–	10	–
HD 9986	–	–	20	–	–	–	–	–	9	–
HD 190771	–	13	–	10	–	13	–	10	–	10
HD 166435	–	1	–	–	–	–	–	20	–	5
HD 56124	–	21	–	–	1	1	–	–	–	–
HD 39587	8	–	21	–	1	–	–	–	7	–
HD 206860	–	15	–	9	–	9	–	12	–	10
HD 78366	–	–	22	–	–	2	5	–	6	–
HD 175726	–	–	–	40	–	–	–	–	–	–
HD 75332	7	–	–	–	1	–	9	–	10	–

Notes : Les époques d’observations en “A” s’étendent de mars à août inclus, celles en “B” de septembre à février inclus. Le nombre d’observation par année est dépendant du nombre d’heure attribuées au projet et des conditions météorologiques au Télescope Bernard Lyot. Les étoiles et observations en gras sont celles pour lesquelles la carte de la géométrie magnétique de surface correspondante a été reconstruite.

Evolution à court-terme

Sommaire

3.1	Modulation rotationnelle	57
3.1.1	Variations des différents traceurs	57
3.1.2	Bissecteurs	59
3.2	Evolution rapide du champ à grande échelle de ξ Boo A	59

Le traitement des observations spectropolarimétriques obtenues pour l'échantillon avec les outils décrits dans le chapitre précédent a permis d'étudier la variabilité des étoiles sur différentes échelles de temps. Ce chapitre présente des exemples de variabilité à court-terme, principalement en fonction de la phase de rotation des cibles. Ses observations possédant l'échantillonnage temporel le plus dense, le cas de l'étoile ξ Bootis A est particulièrement détaillé.

3.1 Modulation rotationnelle

Le plus petite échelle de temps sur laquelle de la variabilité est observée est la période de rotation. Les figures 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4 présentent différents traceurs d'activité en fonction de la phase de rotation pour chaque set d'observation obtenu dans le cas des étoiles ξ Bootis A, HD 190771 et HD 78366.

Un premier constat est que pour la majorité des jeux de données de ξ Boo A et HD 190771, la modulation rotationnelle des traceurs indirects du champ magnétique (émission chromosphérique, largeur de la raie FeI@846.84, velocity span, vitesse radiale) et du champ longitudinal B_l est visible. Cette modulation est moins évidente dans le cas de HD 78366. Pour le set d'observation de 2008.09, ceci est probablement dû au fait que les variations du module du champ magnétique moyen à la surface de l'étoile sont limitées, tandis que pour 2011.08, les observations ne couvrent qu'une fraction limitée de la période de rotation, compliquant l'identification d'une éventuelle modulation rotationnelle. Le plupart des étoiles observées présentent une telle modulation pour une grande partie de leurs observations (voir les figures de l'annexe A).

3.1.1 Variations des différents traceurs

Champ longitudinal Les variations du champ longitudinal ne sont pas semblables à celles des traceurs indirects du champ magnétique. En ce qui concerne les mesures directes, une corrélation est observée entre B_l et la composante radiale B_{rad} du champ magnétique reconstruit par imagerie Zeeman-Doppler pour certains jeux de données : 2009.46 et 2010.59

pour ξ Boo A, 2007.59 et 2011.57 pour HD 190771, 2010.04 pour HD 78366. Bien que B_l soit principalement sensible à la composante radiale du champ magnétique (cf section 2.3), la corrélation entre cette quantité et B_{rad} reste limitée, probablement parce que B_l est une moyenne sur toute la surface visible de l'étoile, au contraire du champ reconstruit par ZDI (cf section 2.4).

Emission chromosphérique Dans la majorité des jeux de données, les variations des indices d'émission chromosphérique N_{CaIIH} et $N_{H\alpha}$ sont corrélées. C'est par exemple très clair pour les sets de 2005.50, 2008.09 et 2011.07 de ξ Boo A, de 2010.50 et 2011.57 de HD 190771 et de 2010.04 de HD 78366. Comme cela a été évoqué dans la section 2.6, une corrélation a été établie entre ces deux flux chromosphériques pour des échantillons d'étoiles de type solaire (e.g. [Martínez-Arnáiz et al. 2011](#)) ainsi que dans certains cas pour plusieurs mesures sur une même étoile ([Cincunegui et al. 2007](#)). C'est cependant la première fois que des mesures aussi rapprochées dans le temps permettent la mise en évidence d'une dépendance à l'échelle de la période de rotation.

Elargissement Zeeman Une corrélation entre les variations sur une période de rotation existe dans plusieurs cas entre les indices d'activité chromosphérique et la largeur de la raie du FeI@846.84. Cette corrélation est visible pour chacune des trois cibles présentées dans cette section : en 2007.59, 2009.46 et 2011.50 (entre autres) pour ξ Boo A, les trois premiers jeux de données pour HD 190771 et 2010.04 pour HD 78366.

Bien que les flux chromosphériques et l'élargissement Zeeman soient tous les deux représentatifs à la fois des petites et des grandes échelles du champ magnétique, le fait que leurs variations rotationnelles ne présentent pas une dépendance systématique peut provenir d'une différence d'assombrissement centre-bord. Il est établi que les régions photosphériques à fort champ magnétique (donc dans lesquelles l'effet Zeeman sur la raie du FeI est particulièrement efficace) subissent un assombrissement centre-bord ([Chapman & Klabunde 1982](#), dans le cas des facules) alors que certaines raies chromosphériques telles que les raies H&K du Ca II subissent un "éclaircissement centre-bord" du fait de l'augmentation de la température avec l'altitude dans la chromosphère ([Ortiz et al. 2002](#)). En outre, il a été mentionné dans la section 1.1.3 que dans le cas du Soleil les régions à fort champ magnétique de la chromosphère sont plus étalées que dans la photosphère ([Harvey et al. 1999](#); [Keller 2001](#)). Au vu de ces différences, il n'est donc pas étonnant de ne pas obtenir une parfaite corrélation sur l'échelle d'une période de rotation entre le Calcium et le FeI.

Vitesse radiale et velocity span Typiquement, les étoiles possédant des taches montrent une anti-corrélation en fonction de la phase de rotation entre les vitesses radiales et les velocity spans de profil moyen tels que ceux que nous avons calculés (cf section 2.8). Il peut aussi apparaître un déphasage entre les variations de ces deux traceurs d'activité, comme l'ont observé [Queloz et al. \(2009\)](#). Si vitesse radiale et velocity span peuvent apparaître corrélés (set de 2005.47 pour ξ Boo A) ou anti-corrélés (set de 2007.59 pour ξ Boo A), il n'y a la plupart du temps pas de dépendance constante et évidente entre leurs variations. La cause la plus plausible à l'impossibilité de retrouver des relations entre ces deux traceurs est la précision limitée des instruments. La précision du spectropolarimètre NARVAL est comprise entre 15 et 30 $m.s^{-1}$ pour la mesure des vitesses radiales, bien en-deça de celle atteinte par l'instrument HARPS utilisé par les auteurs précédemment cités (1-4 $m.s^{-1}$). De la même façon, la résolution spectrale de NARVAL est de 65 000 alors qu'elle est de 115 000 pour HARPS.

Champ issu de ZDI vs. traceurs indirects Les traceurs indirects du champ magnétique tels que l'émission chromosphérique et la largeur de la raie du FeI@846.84 ne montrent pas les

mêmes fluctuations que les mesures du champ à la surface de l'étoile issues de l'imagerie Zeeman-Doppler, tels que le module du champ magnétique moyen. Une corrélation entre les traceurs indirects et les mesures directes pourrait être attendue puisque dans le cas solaire une correspondance est observée entre l'intensité du champ magnétique des magnétogrammes et la luminosité des régions magnétiques des spectrohéliogrammes dans les raies du Ca II H&K (Howard 1959; Schrijver *et al.* 1989, par exemple). Cependant, seule la composante poloidale du champ est présente sur la surface solaire alors que pour les étoiles en rotation plus rapide, du champ toroïdal est également détecté. C'est donc probablement à cause de cette différence qu'il n'a pas été observé de corrélation entre l'émission chromosphérique et l'intensité du champ magnétique pour les étoiles de notre échantillon. En outre, une autre raison contribue vraisemblablement aussi aux différences de fluctuations entre les traceurs directs et indirects : la technique d'imagerie Zeeman-Doppler reconstruit principalement les grandes échelles de la géométrie (cf section 2.4), alors que le flux chromosphérique et l'élargissement Zeeman sont des quantités sensibles à la fois aux petites et grandes échelles (cf section 2.6).

3.1.2 Bissecteurs

Les bissecteurs ont été calculés à partir du profil LSD Stokes I (cf section 2.8). La figure 3.5 montre l'évolution de la forme des bissecteurs en fonction de la phase de rotation dans le cas du jeu de données de l'hiver 2008 de ξ Boo A. La modulation rotationnelle de la forme du bissecteur est clairement visible. Cependant, cette forme ne présente jamais le décalage vers le rouge près du continu rapporté dans les précédentes études de ξ Boo A de Toner & Gray (1988) et Petit *et al.* (2005). Cette différence est due à la gamme de longueur d'onde utilisée pour calculer le profil LSD à partir duquel est tracé le bissecteur. Cette gamme couvre dans notre cas tout le domaine visible. En utilisant différents intervalles de longueurs d'onde, il apparaît que la forme présentée par Toner & Gray (1988) est typique des domaines rouge et infrarouge, alors que la forme opposée (avec un décalage vers le bleu près du continu) est observée pour les domaines du côté bleu (Fig. 3.6).

Il faut préciser en outre que des raies de forces différentes (donc avec des bissecteurs de formes différentes) sont utilisées pour calculer les profils LSD. Une comparaison directe avec des bissecteurs tirés de raies individuelles est donc particulièrement délicate. Néanmoins, la modulation rotationnelle établie permet au moins de conclure que les champs de vitesses convectifs ne sont pas homogènes à la surface de l'étoile. Enfin, lorsque la même liste de raies que Toner & Gray (1988) (i.e. 8 raies autour de 625 nm) est utilisée pour calculer les profils LSD, les bissecteurs obtenus ont une forme similaire, bien qu'elle puisse être affectée par les différences de résolution spectrale et d'époque d'observation entre les deux études.

3.2 Evolution rapide du champ à grande échelle de ξ Boo A

Les nombreuses observations de ξ Boo A ont permis de mettre en évidence des variations de son champ magnétique à grande échelle sur un laps de temps de quelques semaines lors de l'été 2010.

Le jeu de données de l'été 2010 comporte 19 observations réparties sur deux mois et demi. La modélisation des 19 observations simultanément produit un très mauvais χ^2 , que des paramètres de rotation différentielle soient ajoutés ou non. Présument que ces difficultés d'ajustement proviennent de modifications intrinsèques et rapides impliquant l'apparition et/ou la disparition de régions magnétiques à la surface, la solution adoptée pour résoudre le problème est le découpage du set d'observation en deux sous-groupes de 10 et 9 observations respectivement, chacun d'eux ayant une étendue temporelle équivalente. Une carte du champ magnétique de surface ainsi que les indicateurs indirects du champ ont

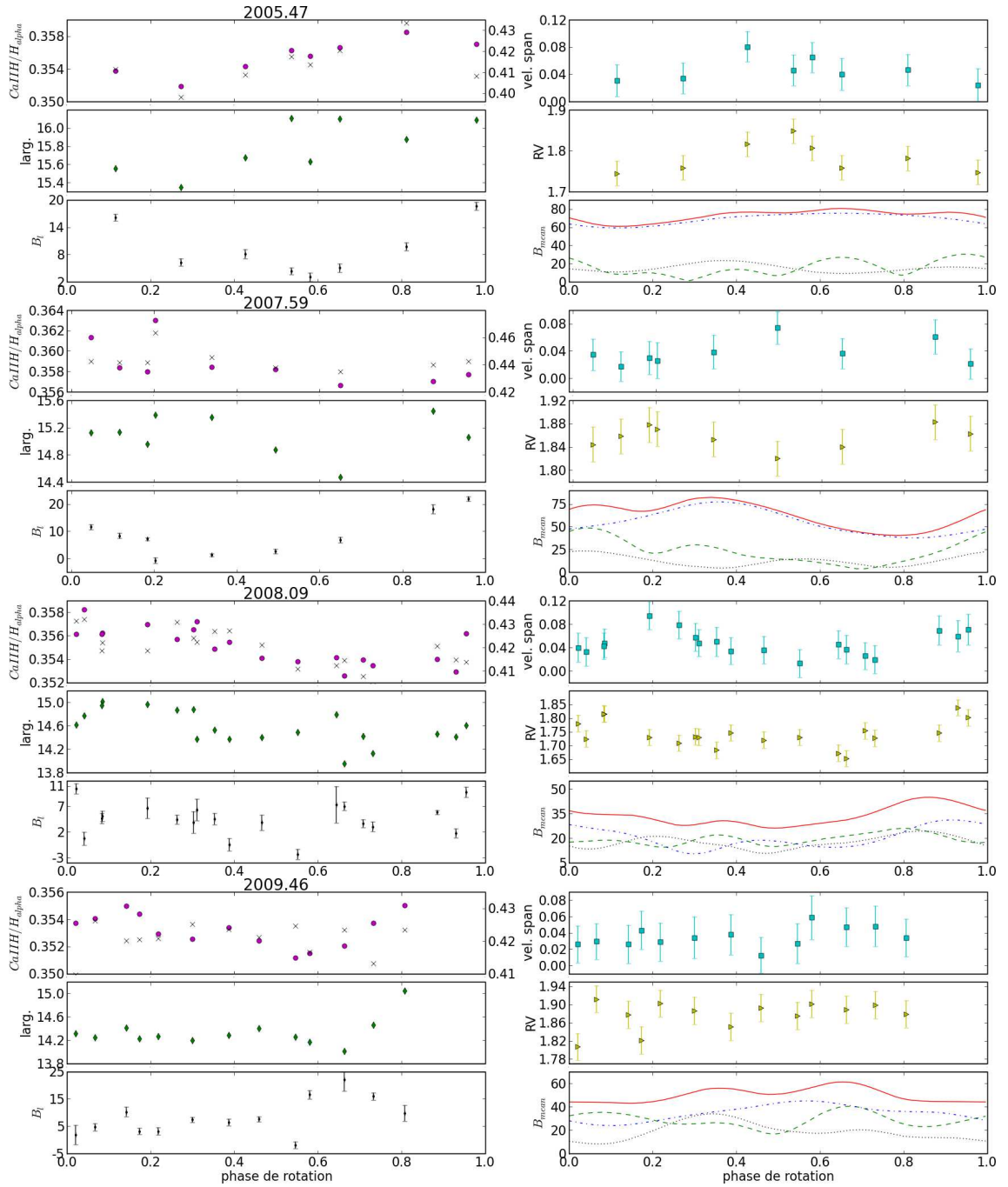


FIG. 3.1 – Traceurs d'activité pour ξ Bootis A. Cette figure comprend 4 ensembles de 6 sous-figures, chaque ensemble correspondant à une époque d'observation (de haut en bas, 2005.50, 2007.59, 2008.09 et 2009.46). Pour chaque ensemble, les sous-figures de gauche représentent, de haut en bas, l'indice $N_{H\alpha}$ (cercles pleins et axe de gauche) et l'indice $N_{Ca I H}$ (croix et axe de droite), les largeurs de la raie magnétique FeI@846.8404 ($km.s^{-1}$), le champ longitudinal B_l (Gauss). Les sous-figures de droite, de haut en bas, correspondent aux velocity spans ($km.s^{-1}$), à la vitesse radiale ($km.s^{-1}$) et à la force du module du champ magnétique moyen total (trait plein), des composantes radiale (tirets), azimuthale (tirets-pointillés) et méridienne (pointillés) dérivée des cartes issues de l'imagerie magnétique. Les barres d'erreur ne sont montrées que lorsqu'elles dépassent la taille des symboles.

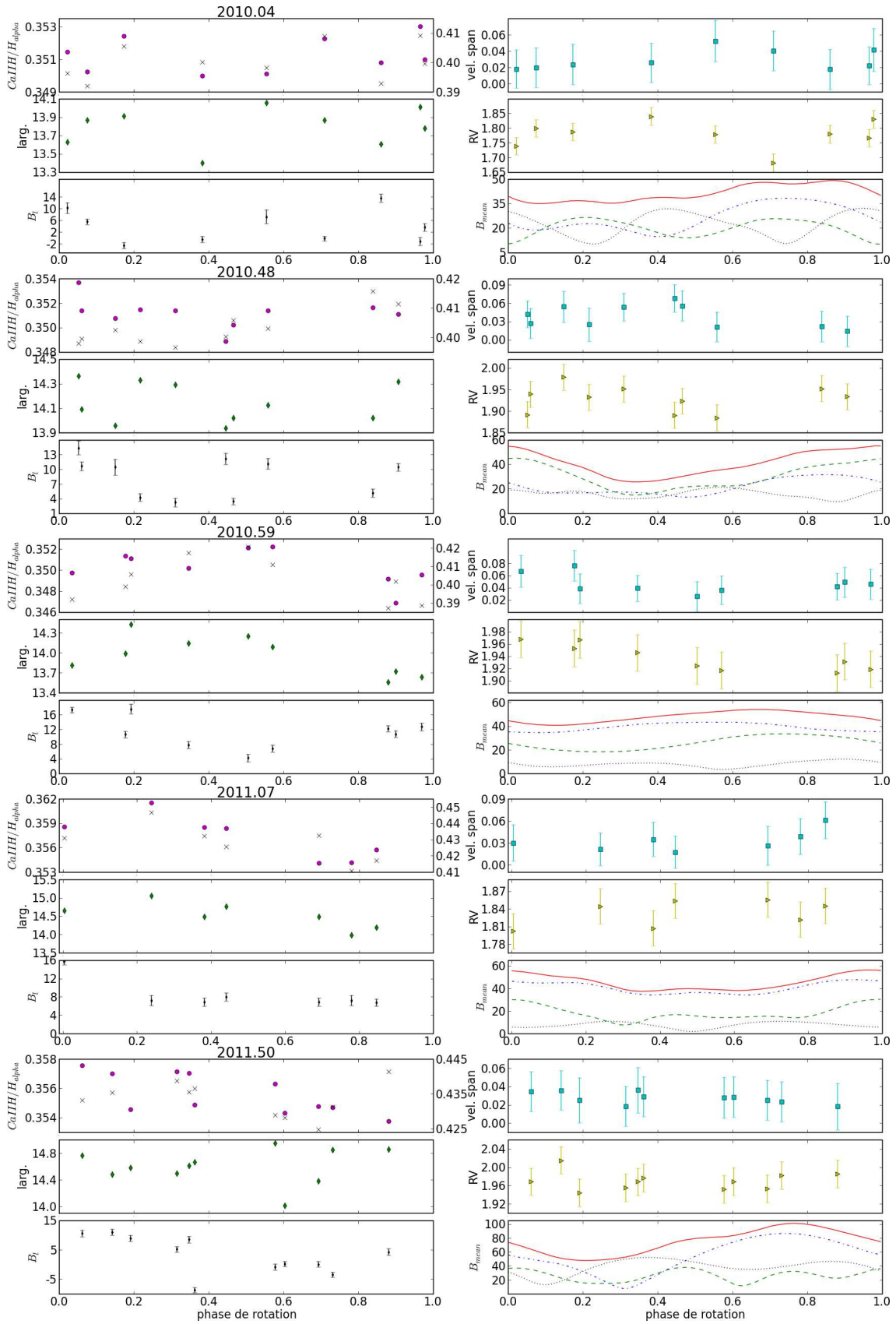


FIG. 3.2 – Traceurs d'activité pour ξ Bootis A, pour 2010.04, 2010.48, 2011.07 et 2011.50 (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure 3.1.

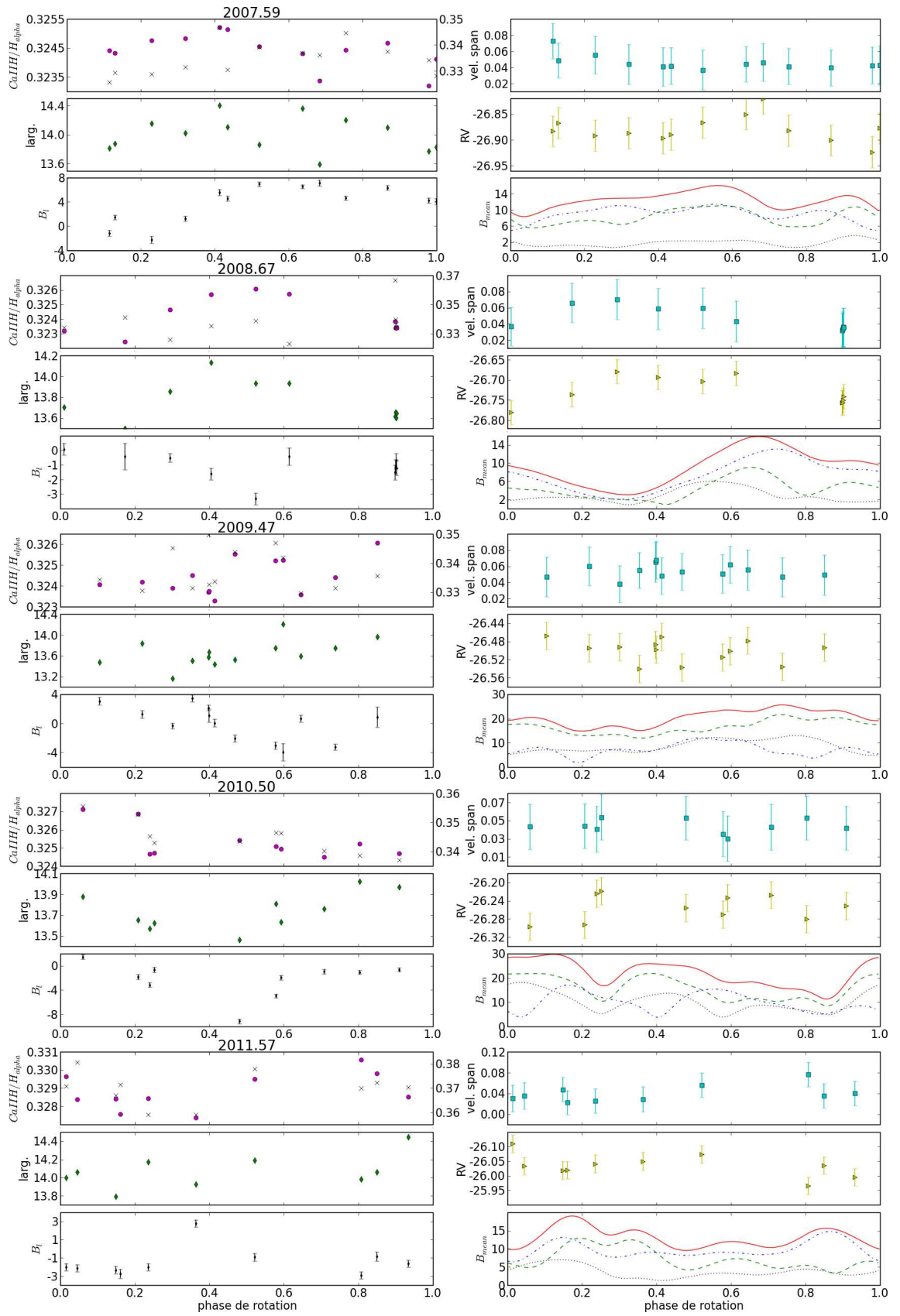


FIG. 3.3 – Traceurs d'activité pour HD 190771, pour 2007.59, 2008.67 et 2009.47 (de haut en bas). Les conventions et symboles utilisés sont les mêmes que pour la figure 3.1.

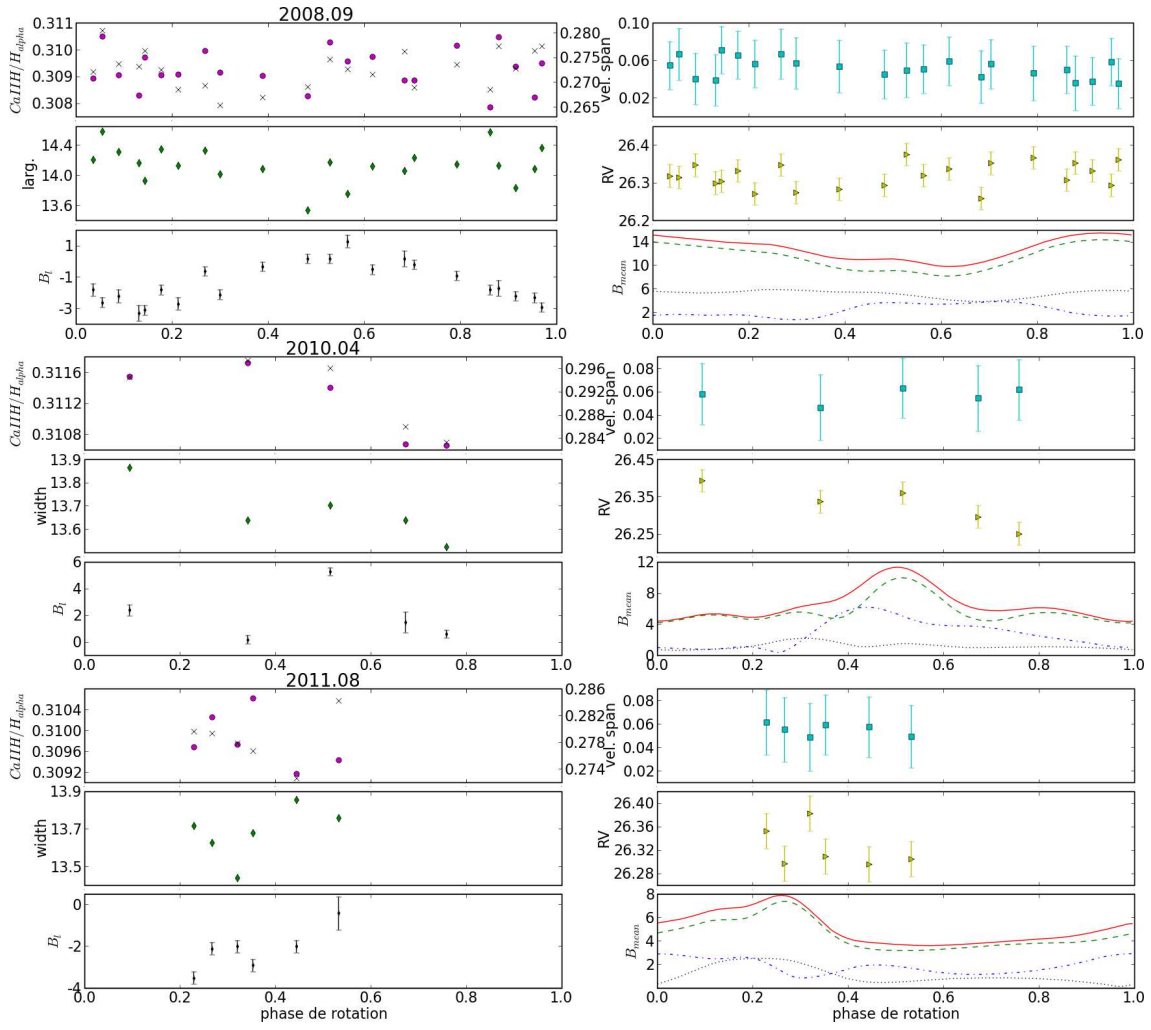


FIG. 3.4 – Traceurs d'activité pour HD 78366, pour 2007.59, 2008.67 et 2009.47 (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure 3.1.

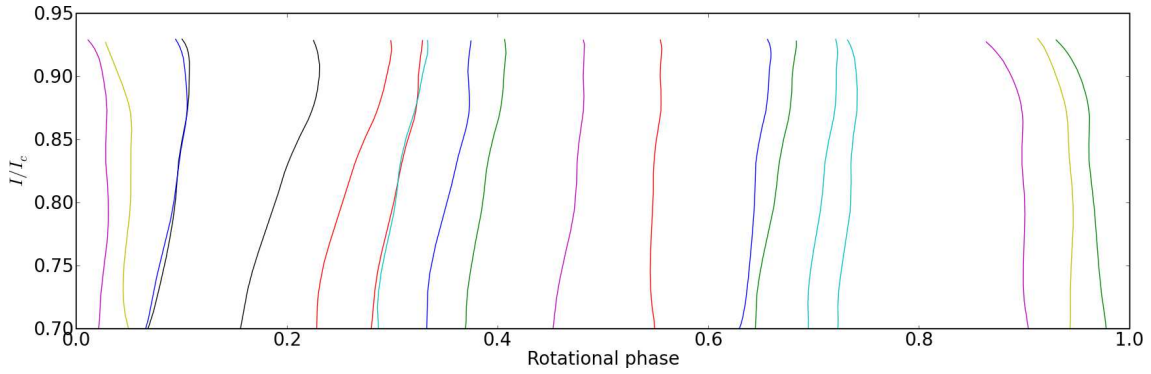


FIG. 3.5 – Bissecteurs du profil LSD Stokes I en fonction de la phase de rotation pour le set d'observation de 2008.09 de ξ Boo A. Figure tirée de [Morgenthaler et al. \(2012\)](#).

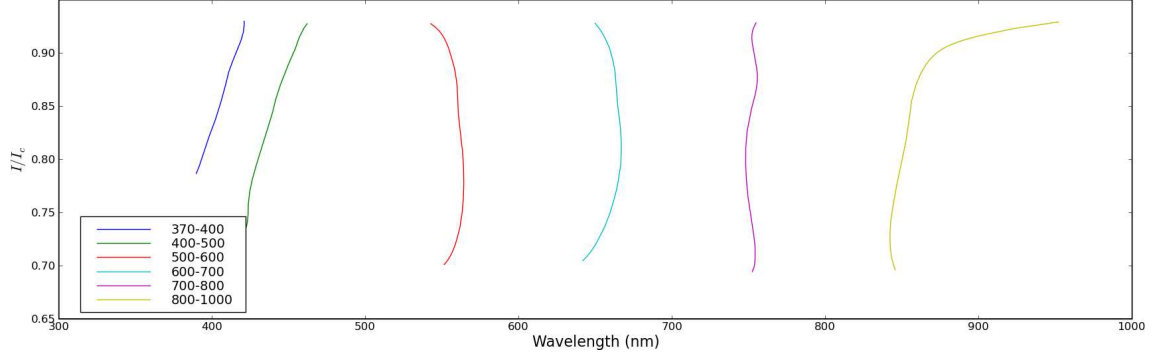


FIG. 3.6 – Bissecteurs du profil LSD Stokes I calculés pour différents intervalles de longueurs d'onde pour les observations de ξ Boo A du 23 janvier 2008.

été calculés pour chacun des sous-groupes avec de bien meilleurs résultats qu'en utilisant toutes les observations à la fois. La figure 3.7 présente les cartes, le tableau 3.1 les quantités qui en sont dérivées ainsi que B_l , et le tableau 3.2 les traceurs indirects.

Outre l'augmentation de la valeur du champ longitudinal et du module du champ magnétique moyen, les changements les plus frappants concernent les fractions de l'énergie magnétique contenues dans les composantes poloïdale et axisymétrique. La première passe de 62 à 13% pendant que la seconde passe de 43 à 95% en l'espace de quelques semaines seulement (Tab. 3.1). Cette évolution est également visible sur les cartes, avec l'accentuation de la composante azimuthale et la disparition de plusieurs régions de différentes polarité pour laisser la place à une géométrie plus simple (notamment au niveau de la composante radiale du champ). Notons que des variations significatives du B_l de ξ Boo A sur un intervalle de temps de quelques semaines ont également été rapportées par Petit *et al.* (2005). Les changements rapides observés pour la géométrie du champ à grande échelle ne sont toutefois répercutés sur aucun des indicateurs indirects du champ magnétique, ceux-ci gardant des valeurs similaires entre les deux époques (Tab. 3.2).

Des paramètres de rotation différentielle ont pu être déterminés pour chacun des deux sous-groupes d'observation. Les valeurs obtenues pour la différence de rotation entre le pôle et l'équateur sont comprises entre 5 et 10 fois les valeurs solaires. Ces résultats doivent cependant être considérés avec prudence pour deux raisons principales. La première est que l'échantillonnage en phase est limitée, la seconde que, en particulier dans le cas de ces deux sous-groupes d'observations, les rapides évolutions de la géométrie du champ magnétique compliquent un suivi fiable du mouvement relatif des taches individuelles utilisé dans la détermination des paramètres de rotation différentielle.

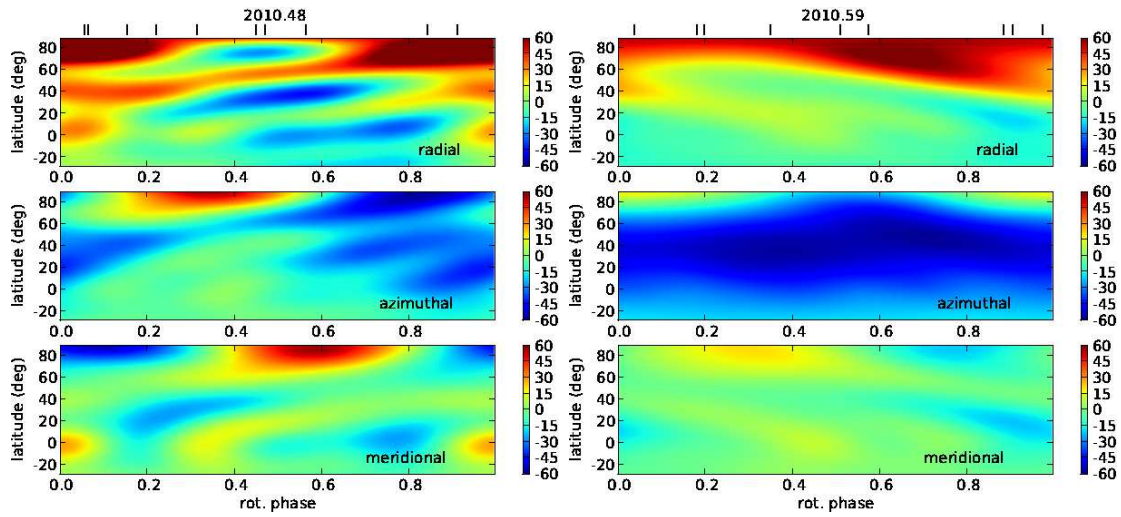


FIG. 3.7 – Cartes du champ magnétique de surface de ξ Bootis A pour les deux sous-groupes d'observation de l'été 2010. Pour chaque set, les 3 panneaux représentent la projection sur chaque axe en système de coordonnées sphériques, avec de haut en bas, les composantes radiale, azimuthale et méridienne du champ. La force du champ est exprimée en Gauss et chaque barre en haut de la figure marque la phase où une observation a été effectuée. Tirée de [Morgenthaler et al. \(2011\)](#).

TAB. 3.1 – Quantités relatives au champ magnétique dérivées des cartes du $\mathbf{B}$ de surface pour ξ Bootis A.

Année frac. (2000+)	Durée (j)	$n\phi$	B_{long} (G)	B_{mean} (G)	en. pol. (% tot)	dipole (% pol)	quad. (% pol)	oct. (% pol)	axi. (% tot)	Ω_{eq} ($rad.j^{-1}$)	$d\Omega$ ($rad.j^{-1}$)	χ_r^2
10.48	38	10	8.6 ± 3.9	36 ± 12	62 ± 2	50 ± 6	13 ± 3	7 ± 2	43 ± 8	1.055 ± 0.005	0.67 ± 0.01	2.5
10.59	24	9	11.2 ± 4.2	46 ± 17	13 ± 6	48 ± 14	18 ± 4	13 ± 4	95 ± 1	1.09 ± 0.03	0.27 ± 0.05	1.64

Notes : Sont listés en fonction de l'année fractionnaire correspondant au milieu de chaque set d'observation : la durée des campagnes d'observation, le nombre de phases de rotation disponible, le champ magnétique longitudinal et sa dispersion, le module de l'intensité moyenne du champ (B_{mean}), la fraction de l'énergie magnétique à grande échelle reconstruite dans la composante poloïdale, la fraction de l'énergie magnétique *poloïdale* présente dans les composantes dipolaire ($l = 1$), quadrupolaire ($l = 2$) et octopolaire ($l = 3$), ainsi que la fraction d'énergie stockée dans la composante axisymétrique ($m = 0$). Sont donnés ensuite les paramètres de rotation différentielle Ω_{eq} et $d\Omega$, et le χ^2 réduit du modèle magnétique (cf section 2.4.2). Les barres d'erreur sur les quantités dérivées de l'imagerie Zeeman-Doppler sont calculées comme décrit dans la section 2.4.1.

TAB. 3.2 – Valeurs moyennes des traceurs d'activité pour ξ Bootis A.

Année frac. (2000+)	v_r ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. biss. ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. raie ($km.s^{-1}$)	N_{CaIIH}	$\log R'_{HK}$	$N_{H\alpha}$
10.48	1.93 ± 0.03	0.04 ± 0.02	14.15 ± 0.16	0.4032 ± 0.0059	-4.40 ± 0.01	0.3512 ± 0.0011
10.59	1.94 ± 0.02	0.05 ± 0.01	13.96 ± 0.28	0.4027 ± 0.0114	-4.40 ± 0.02	0.3503 ± 0.0016

Notes : sont listés la vitesse radiale de l'étoile, la largeur en vitesse radiale du bissecteur des profils Stokes I moyens, la largeur de la raie du Fe I à 846.8404 nm, l'indice d'émission dans la raie du Ca II, son expression en terme de $\log R'_{HK}$ et l'indice d'émission dans la raie $H\alpha$. Toutes les quantités sont notées avec les dispersions correspondantes.

Evolution à long-terme et cycles magnétiques

Sommaire

4.1	Un cycle sans renversement de polarité pour ξ Bootis A	67
4.1.1	Observations	68
4.1.2	Evolution temporelle du champ magnétique	72
4.1.3	Rotation différentielle	73
4.2	Les multiples renversements de polarité de HD 190771	75
4.2.1	Cartes magnétiques	78
4.2.2	Traceurs d'activité complémentaires	78
4.2.3	Présence d'un compagnon de faible masse	82
4.3	Le cycle court de HD 78366	82
4.3.1	Observation d'un cycle	84
4.3.2	Superposition de cycles	84
4.4	Caractéristiques des étoiles à comportements cycliques	86

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.5, le cycle solaire est défini par deux renversements de polarité successifs au bout desquels la configuration de départ du champ à grande échelle est retrouvée. Il a également été mentionné dans la section 1.3.1 que de tels renversements ont été détectés récemment pour des étoiles de type solaire. Le suivi long-terme de notre échantillon a permis de mettre en évidence différents comportements cycliques parmi les étoiles observées. Ce chapitre a pour but de décrire trois exemples représentatifs de ces comportements, de discuter dans quelles conditions ils peuvent se produire et dans quelle mesure ils sont comparables au cycle du Soleil.

4.1 Un cycle sans renversement de polarité pour ξ Bootis A

ξ Bootis A est la moins massive des trois étoiles présentées dans ce chapitre, et également celle avec la période de rotation la plus courte (cf Tab. 2.1). Son activité magnétique a été suivie par le biais des mesures chromosphériques du Mont Wilson. Si aucun cycle n'a pu être mis en évidence initialement par ce suivi, une activité et une variabilité importantes ont été soulignées par Baliunas *et al.* (1995). La première détection directe de son champ magnétique a été effectuée par Robinson *et al.* (1980) en utilisant l'élargissement des raies par effet Zeeman. Petit *et al.* (2005) ont par ailleurs déduit à partir d'observations spectropolarimétriques que le champ magnétique à grande échelle de ξ Boo A est dominé

par une forte composante toroïdale. Par la suite, forts d'une dizaine d'années d'observations supplémentaires au Mont Wilson, [Baliunas *et al.* \(2006\)](#) ont dérivé un cycle de 13.2 ans. Plus récemment, par une analyse en fréquences temporelles des mêmes données, [Oláh *et al.* \(2009\)](#) ont obtenu une variabilité à deux échelles différentes : un cycle court oscillant entre 3.9 et 5.5 ans, et un cycle plus long d'environ 11 ans.

ξ Boo A est l'étoile de notre échantillon pour laquelle les données spectropolarimétriques sont les plus nombreuses. Les observations avec ESPaDOnS et NARVAL, bien qu'irrégulières car dépendantes des conditions météorologiques, ont permis de couvrir 6 ans de la vie de cette étoile. Ce suivi long-terme a permis une étude détaillée des variations du champ magnétique par l'application des différentes techniques d'exploitation des données spectropolarimétriques présentées dans le chapitre 2.

4.1.1 Observations

ξ Bootis A a été observée durant 9 saisons entre l'été 2005 et l'été 2011 inclus. La première saison s'est déroulée avec ESPaDOnS et les autres avec NARVAL. L'étendue temporelle et le nombre d'observations par jeux de données ainsi que les quantités relatives au champ magnétique de surface de l'étoile sont présentés dans le Tab. 4.1. Les figures 4.1 et 4.2 contiennent les 9 cartes du champ magnétique de surface de ξ Boo A. Les moyennes des autres traceurs du champ magnétique, calculées pour chaque observation, sont fournies dans le Tab. 4.2 et illustrées par la Fig. 4.4. La largeur moyenne de la raie du Fe I à 846.84 nm obtenue pour le seul jeu de données du spectropolarimètre ESPaDOnS (2005.50) n'a pas été incluse car elle est beaucoup plus élevée que les valeurs des autres années et n'est pas compatible avec ces dernières. Selon toute vraisemblance, cette incompatibilité est due à une différence de résolution entre les deux spectropolarimètres. En effet, les largeurs des raies moins sensibles au champ magnétique sont également plus élevées pour les observations ESPaDOnS, alors que leurs variations entre les autres jeux de données ne sont pas significatives.

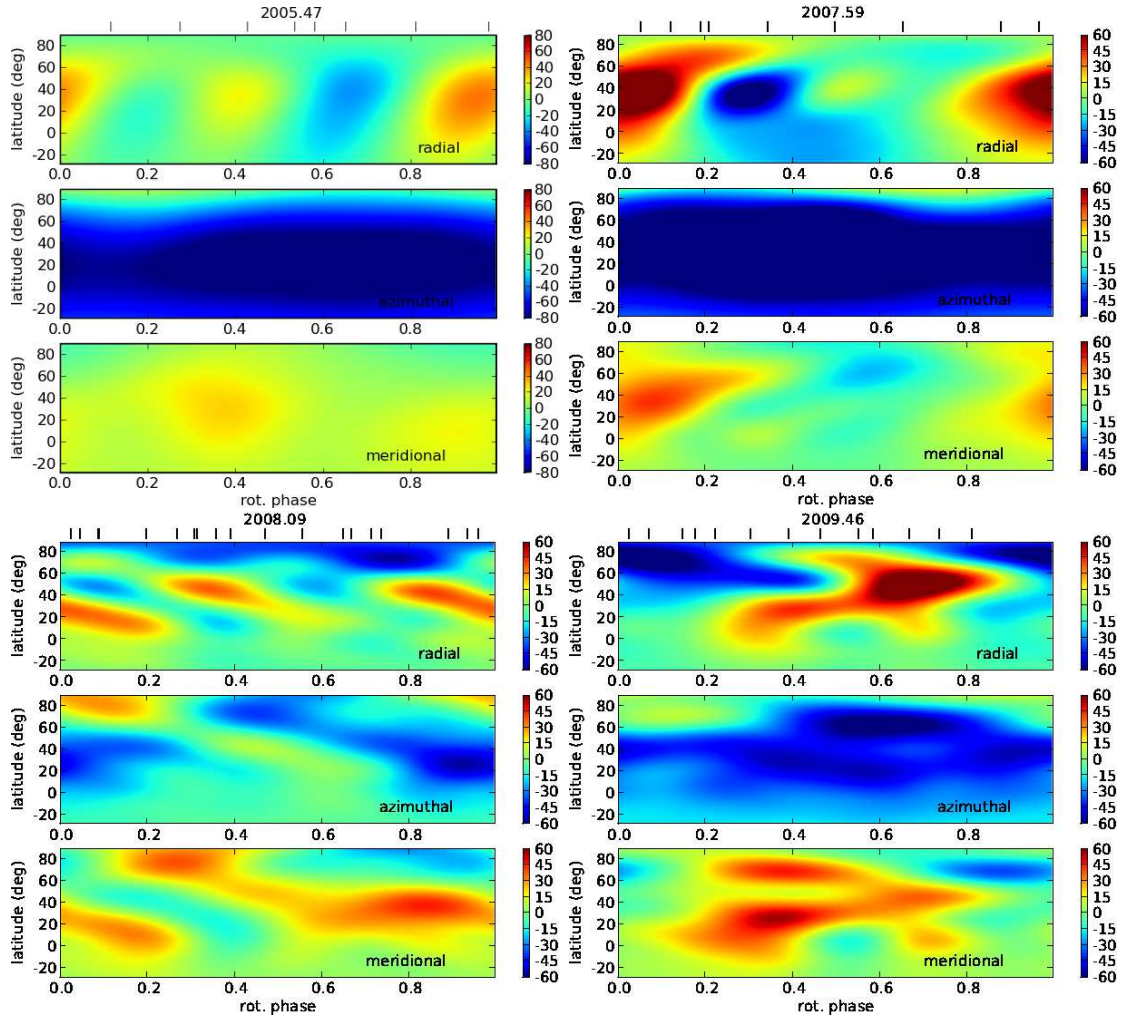


FIG. 4.1 – Cartes du champ magnétique de surface de ξ Bootis A pour les sets d'observation de 2005.47, 2007.59, 2008.09 et 2009.46 (de gauche à droite et de haut en bas). Se reporter à la Fig. 3.7 pour plus de détails sur cette représentation. Toutes les cartes sauf la première sont tirées de [Morgenthaler *et al.* \(2012\)](#).

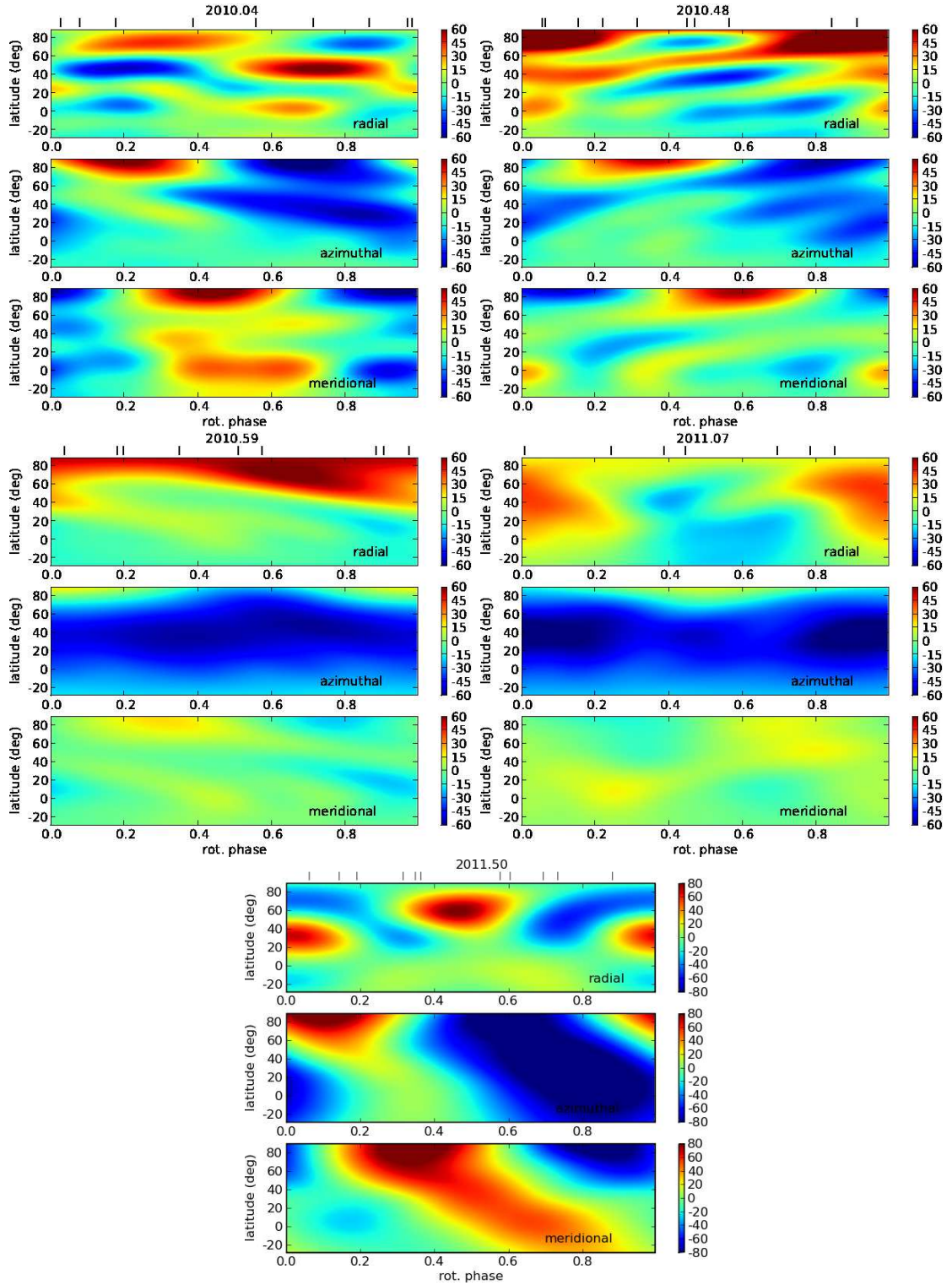


FIG. 4.2 – Cartes du champ magnétique de surface de ξ Bootis A pour les sets d’observation de 2010.04, 2010.48, 2010.59, 2011.07 et 2011.50 (de droite à gauche et de haut en bas). Se reporter à la Fig. 3.7 pour plus de détails sur cette représentation. Toutes les cartes sauf la dernière sont tirées de [Morgenthaler et al. \(2012\)](#).

TAB. 4.1 – Quantités relatives au champ magnétique dérivées des cartes du $\mathbf{B}$ de surface pour ξ Bootis A.

Année frac. (2000+)	Durée (j)	$n\phi$	B_{long} (G)	B_{mean} (G)	en. pol. (% tot)	dipole (% pol)	quad. (% pol)	oct. (% pol)	axi. (% tot)	Ω_{eq} ($rad.j^{-1}$)	$d\Omega$ ($rad.j^{-1}$)	χ_r^2
05.50	26	8	9.0 ± 5.3	69 ± 11	10 ± 1	61 ± 5	31 ± 4	7 ± 1	94 ± 1	1.09 ± 0.04	0.22 ± 0.08	3.0
07.59	15	10	8.7 ± 7.1	69 ± 27	17 ± 3	71 ± 2	13 ± 1	9 ± 1	83 ± 3	–	–	4.8
08.09	28	19	4.6 ± 3.1	30 ± 8	58 ± 6	41 ± 7	15 ± 1	15 ± 2	56 ± 1	1.13 ± 0.01	0.38 ± 0.02	1.78
09.46	38	13	8.3 ± 6.4	47 ± 11	35 ± 9	41 ± 7	20 ± 1	19 ± 3	69 ± 3	1.27 ± 0.01	0.57 ± 0.03	1.37
10.04	62	9	4.1 ± 5.3	38 ± 9	32 ± 9	29 ± 20	9 ± 1	8 ± 1	29 ± 6	–	–	1.3
10.48	38	10	8.6 ± 3.9	36 ± 12	62 ± 2	50 ± 6	13 ± 3	7 ± 2	43 ± 8	1.055 ± 0.005	0.67 ± 0.01	2.5
10.59	24	9	11.2 ± 4.2	46 ± 17	13 ± 6	48 ± 14	18 ± 4	13 ± 4	95 ± 1	1.09 ± 0.03	0.27 ± 0.05	1.64
11.07	18	7	8.4 ± 3.1	43 ± 20	18 ± 4	77 ± 3	14 ± 1	4 ± 3	85 ± 2	–	–	2.19
11.50	37	11	3.4 ± 6.0	70 ± 8	49 ± 2	61 ± 5	20 ± 2	8 ± 1	50 ± 3	–	–	2.81

Notes : Les quantités présentées sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.1.

TAB. 4.2 – Valeurs moyennes des traceurs d'activité pour ξ Bootis A.

Année frac. (2000+)	v_r ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. biss. ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. raie ($km.s^{-1}$)	$N_{CaI\!I\!H}$	$\log R'_{HK}$	$N_{H\alpha}$
05.50	1.78 ± 0.04	0.05 ± 0.02	–	0.4141 ± 0.0100	-4.38 ± 0.01	0.3555 ± 0.0020
07.59	1.86 ± 0.02	0.03 ± 0.02	15.09 ± 0.28	0.4434 ± 0.0080	-4.34 ± 0.01	0.3588 ± 0.0020
08.00	1.74 ± 0.05	0.04 ± 0.02	14.59 ± 0.28	0.4198 ± 0.0079	-4.38 ± 0.01	0.3552 ± 0.0015
09.46	1.88 ± 0.03	0.03 ± 0.01	14.34 ± 0.23	0.4207 ± 0.0047	-4.38 ± 0.01	0.3532 ± 0.0012
10.04	1.78 ± 0.04	0.03 ± 0.01	13.79 ± 0.20	0.4004 ± 0.0060	-4.40 ± 0.01	0.3513 ± 0.0010
10.48	1.93 ± 0.03	0.04 ± 0.02	14.15 ± 0.16	0.4032 ± 0.0059	-4.40 ± 0.01	0.3512 ± 0.0011
10.59	1.94 ± 0.02	0.05 ± 0.01	13.96 ± 0.28	0.4027 ± 0.0114	-4.40 ± 0.02	0.3503 ± 0.0016
11.07	1.83 ± 0.02	0.03 ± 0.01	14.52 ± 0.33	0.4281 ± 0.0108	-4.37 ± 0.01	0.3573 ± 0.0025
11.47	1.97 ± 0.02	0.03 ± 0.01	14.61 ± 0.25	0.4320 ± 0.0066	-4.36 ± 0.01	0.3557 ± 0.0013

Notes : Les quantités de ce tableau sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.2.

4.1.2 Evolution temporelle du champ magnétique

Un premier examen de la figure 4.4 ainsi que des tableaux 4.1 et 4.2 permet de constater que toutes les quantités relatives au champ magnétique, qu’elles soient des traceurs directs ou indirects, varient de façon significative au cours du temps. Néanmoins, l’amplitude des variations diffère selon les traceurs considérés. Alors que les fluctuations observées pour le flux chromosphérique sont limitées à environ 20%, le module du champ magnétique moyen varie dans le même temps d’un facteur 2, la fraction d’énergie contenue dans la composante axisymétrique de $\mathbf{B}$ d’un facteur 5, et la fraction d’énergie stockée dans la composante toroïdale d’un facteur 3. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer les différences observées entre les traceurs issus de Stokes I et ceux issus de Stokes V. Tout d’abord, il a déjà été évoqué à plusieurs reprises (cf sections 2.4 et 3.1) que l’élargissement Zeeman et l’émission chromosphérique englobent une gamme plus étendue d’échelles spatiales que les signatures Zeeman polarisées qui manquent une fraction significative du flux magnétique. En outre, le flux dans les traceurs chromosphériques tend à saturer lorsque le flux magnétique augmente (e.g. Loukitcheva *et al.* 2009), ce qui pourrait entraîner des variations moins prononcées pour le Ca II H&K ou H α que pour le champ magnétique.

L’évolution du champ magnétique durant les 6 années du suivi est complexe et ne prend pas la forme de succession de renversements de polarité comme dans le cas d’autres étoiles de type solaire (e.g. τ Boo, Fares *et al.* 2009). La principale variabilité observée est une baisse de l’intensité du champ magnétique moyen de 2008 à début 2010, entourée de périodes avec un champ plus intense, les maxima d’activité ayant lieu en 2007.59 et 2011.07. Nous notons aussi que la composante toroïdale du champ est relativement plus faible lorsque l’intensité du champ global est proche de ses valeurs minimales. Le champ est également plus axisymétrique lors des maxima d’activité. Concernant la variabilité à long-terme des traceurs d’activité indirects, une corrélation est observée entre l’évolution des indices de flux chromosphérique N_{CaIIH} et $N_{H\alpha}$, et la largeur de la raie FeI@846.84 (Fig. 4.3). De même que les traceurs directs, ces quantités sont à leurs maxima en 2007.59 et 2011.07.

Enfin, un comportement cyclique peut être mis en évidence pour ξ Boo A. Les topologies magnétiques de 2007.59 et 2011.07 sont en effet très similaires. En particulier, les valeurs de l’énergie magnétique contenue dans les composantes poloïdale, dipolaire, quadrupolaire et axisymétrique sont très proches. Le retour d’une même configuration du champ de surface suggère que ξ Bootis A pourrait être soumise à un cycle qui n’implique pas de renversement de polarité, ou pas de façon aussi régulière que dans le cas du Soleil. Cette idée est supportée par les récentes simulations numériques de Brown *et al.* (2011) : dans le cas d’une étoile de type solaire possédant un taux de rotation de 5 fois le taux solaire, les auteurs observent dans la composante toroïdale du $\mathbf{B}$ des renversements de polarité sur des échelles de temps variables et parfois ponctués d’excursions. D’après les cartes du champ magnétique de surface, le cycle de ξ Boo A que nous avons observé serait d’une durée de 3.5 à 4 ans environ. La figure 4.4 montre en outre que la majorité des traceurs d’activité, qu’ils soient directs ou indirects, présentent un comportement cyclique et les valeurs les plus élevées en 2007.59 et 2011.07. Une recherche de périodicité avec un simple ajustement par moindres carrés d’une fonction sinusoïdale a permis mettre en évidence une période de 5.3 ans pour le flux chromosphérique dans la raie H du Ca II et la raie H α (Fig. 4.5). Cette période et celle obtenue par imagerie sont compatibles avec la période la plus courte trouvée par Oláh *et al.* (2009), qui oscille entre 3.9 et 5.5 ans. Précisons pour terminer que des observations d’une succession de plusieurs événements de ce type seront nécessaires pour confirmer l’existence d’un tel cycle.

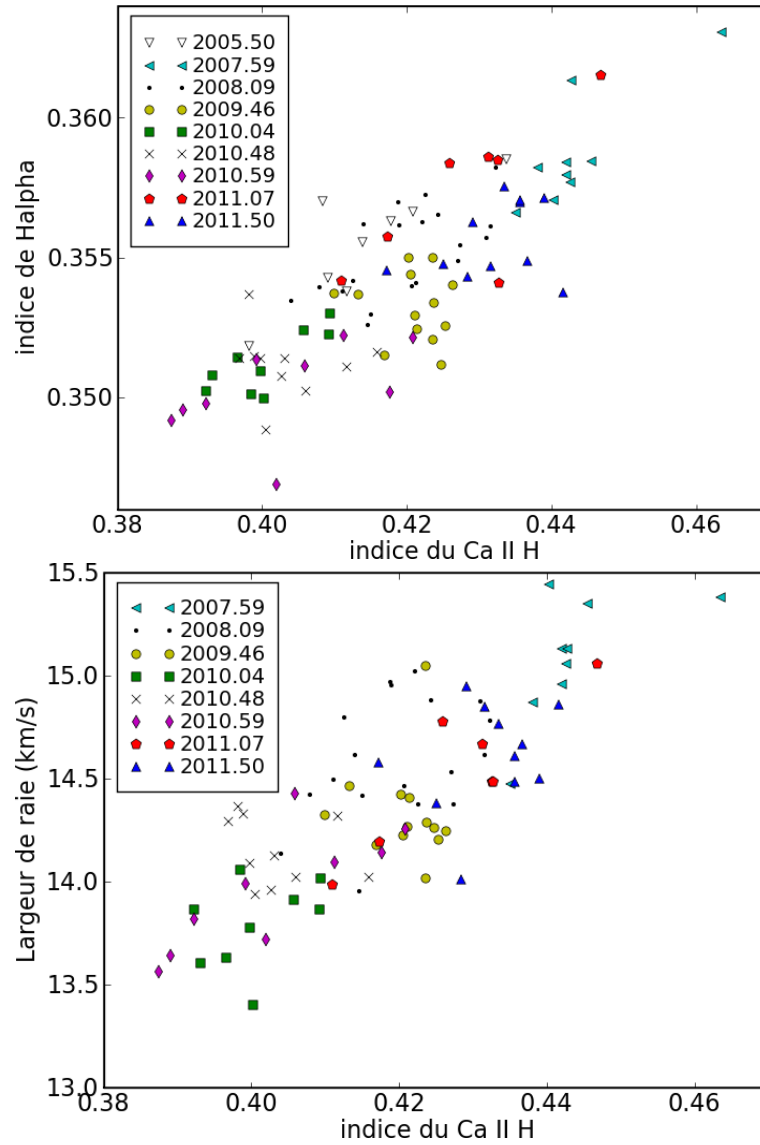


FIG. 4.3 – Corrélations entre N_{CaIIH} et $N_{H\alpha}$ (panneau du haut), et entre N_{CaIIH} et la largeur de la raie FeI@846.84 (panneau du bas) pour ξ Boo A. Tirée de [Morgenthaler et al. \(2012\)](#).

4.1.3 Rotation différentielle

Pour chaque jeu de données, la reconstruction des cartes du champ magnétique de surface a été améliorée par l'ajout de paramètres de rotation différentielle. Le couple de paramètres ($\Omega_{eq} - d\Omega$) n'a cependant pas pu être déterminé de façon fiable pour chaque époque d'observation, car la carte de χ^2 dans l'espace des paramètres n'a la forme attendue d'un paraboloïde 2D qu'en 2008.09 (cf section 2.4). Dans les autres cas, les contours du paraboloïde ne sont pas ellipsoïdaux (e.g. 2010.48), présentent deux minima proches de même profondeur (e.g. 2011.07) ou ne présentent pas de minimum du tout (e.g. 2007.59). Dans les cas où aucun minimum n'est identifiable, ce sont les paramètres de rotation différentielle de 2008.09 qui ont été appliqués pour le calcul des cartes.

Les valeurs qui ont pu être calculées pour $d\Omega$ sont très élevées (comprises entre 5 et 10 fois la valeur solaire). Elles sont bien au-dessus des mesures obtenues par [Barnes et al. \(2005\)](#) pour des étoiles de type solaire en rotation rapide dans cette gamme de température, et évoquent le fort cisaillement observé par [Donati et al. \(2010\)](#) dans le cas de la T Tauri v2247 Oph (type spectral M1). La rotation différentielle de ξ Boo A

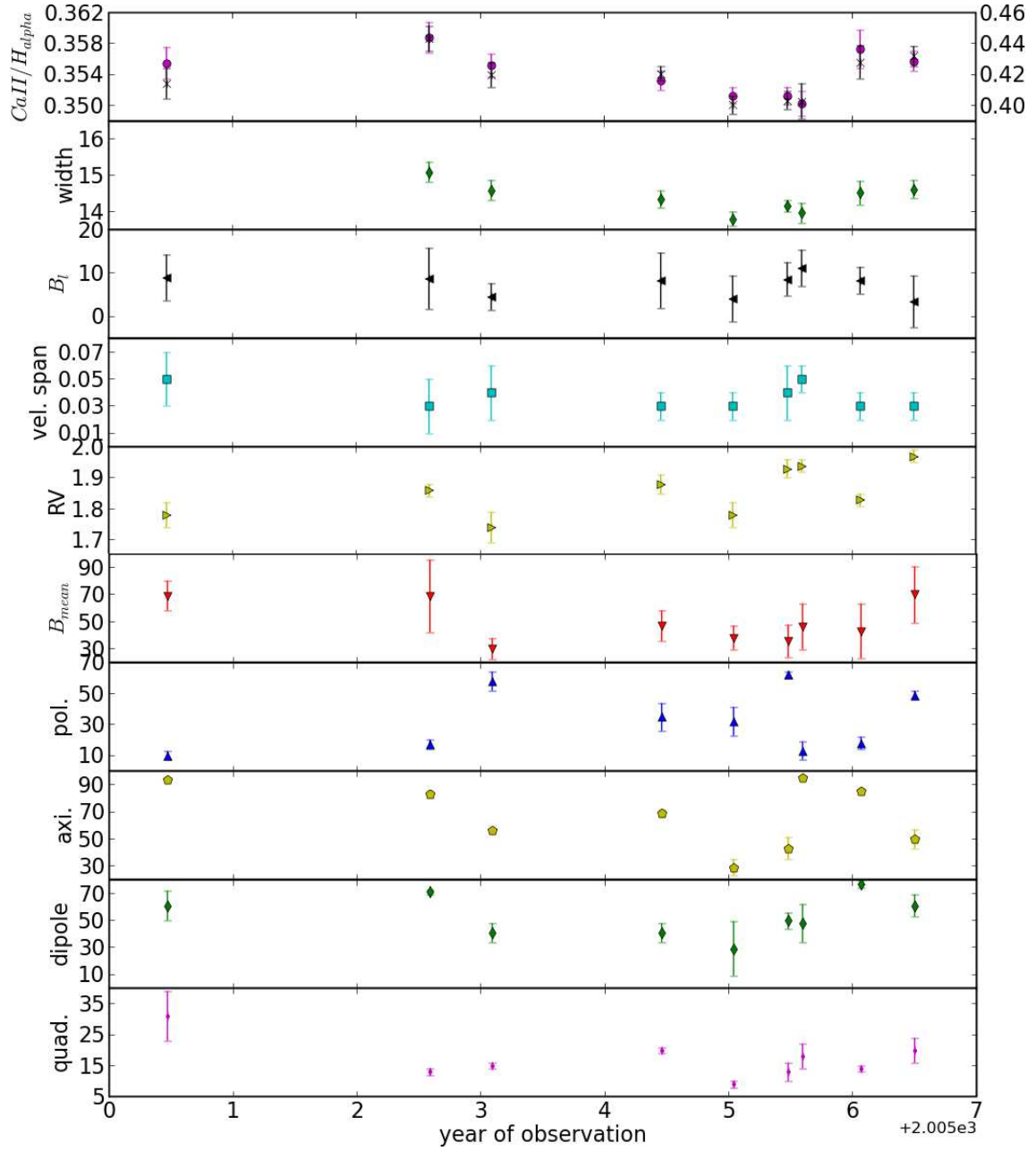


FIG. 4.4 – Evolution à long-terme des valeurs moyennes des indicateurs d'activité (Tab. 4.2) et des caractéristiques du champ magnétique (Tab. 4.1) pour ξ Bootis A. Chaque moyenne est tracée avec sa dispersion correspondante. Figure adaptée de [Morgenthaler et al. \(2012\)](#), avec ajout des valeurs de 2005.47 et 2011.50.

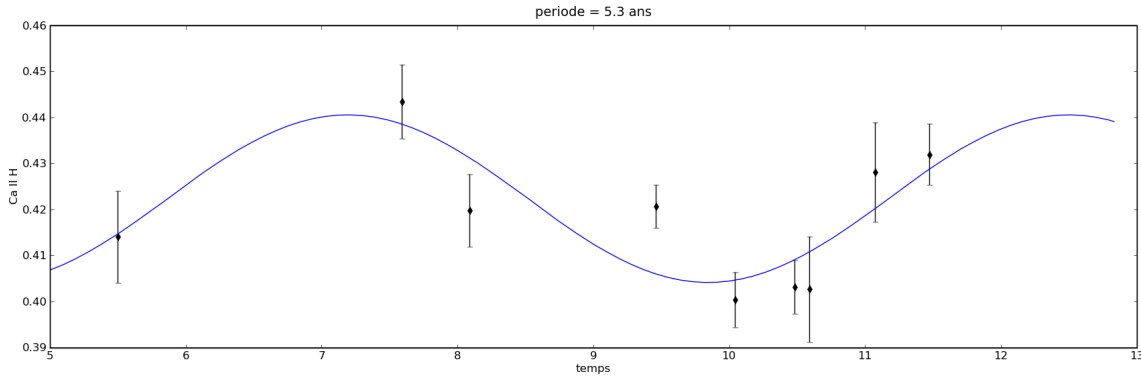


FIG. 4.5 – Ajustement aux moindres carrés d'une fonction sinusoïdale sur les valeurs moyennes de l'indice d'activité chromosphérique de la raie H du Ca II dans le cas de l'étoile ξ Bootis A. La période obtenue est de 5.3 ans.

suggère aussi que, malgré le niveau d'activité élevé de l'étoile, le champ magnétique n'est pas suffisamment intense pour forcer une rotation solide comme il l'a été proposé pour les étoiles M (Morin *et al.* 2008b, par exemple). Cependant, les fluctuations du cisaillement au cours du temps, si elles sont réelles (cf section 3.2), semblent indiquer une rétroaction du champ sur les écoulements à grande échelle dans la zone convective, comme suggéré dans le cas d'observations d'autres étoiles froides actives (Donati *et al.* 2003) et dans le cas des modèles de dynamo (Brun *et al.* 2005).

4.2 Les multiples renversements de polarité de HD 190771

Cette étoile possède une masse similaire à celle du Soleil, mais sa période de rotation est de 8.8 jours (cf Tab. 2.1). Les observations avec le spectropolarimètre NARVAL ont débuté à l'été 2007, et se sont poursuivies chaque été jusqu'à 2011 inclus. Cinq jeux de données sont donc à notre disposition. Les données de 2007.59 ont fait l'objet d'une publication dans laquelle l'importance de la composante toroïdale du champ magnétique a notamment été soulignée (Petit *et al.* 2008). A partir des sets d'observation de 2007.59 à 2009.47, Petit *et al.* (2009) ont mis en évidence un renversement de polarité visible dans toutes les composantes du champ magnétique. Des changements dans sa distribution à grande échelle ont également été observés, avec le passage d'une configuration majoritairement toroïdale à une configuration majoritairement poloïdale. Les jeux de données de 2010.50 et 2011.57, ainsi que l'ajout de l'étude d'autres traceurs d'activité que les cartes dérivées de l'imagerie Zeeman-Doppler, complètent ces premières analyses du champ magnétique de HD 190771.

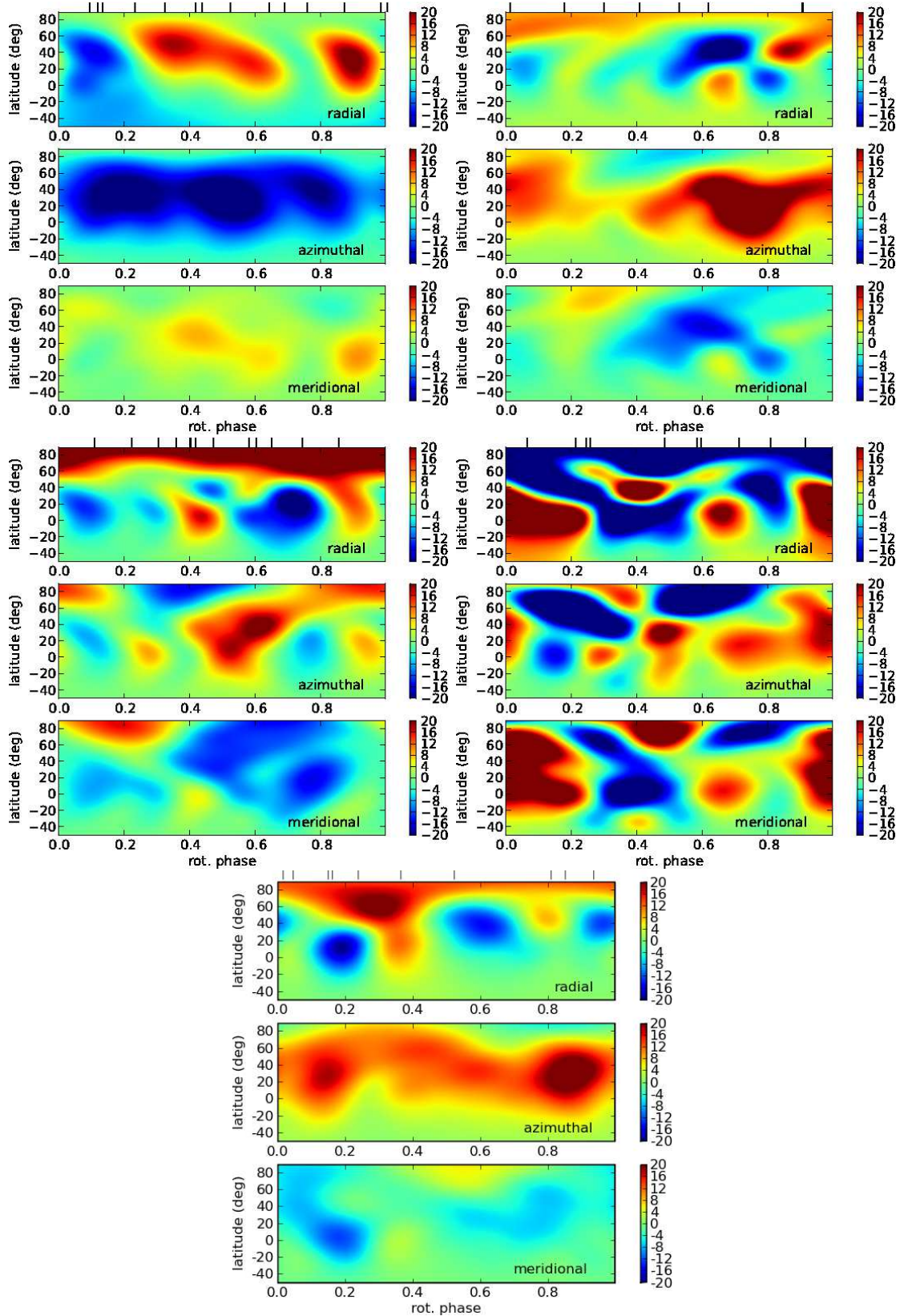


FIG. 4.6 – Cartes du champ magnétique de surface de HD 190771 pour les sets d'observation de 2007.59, 2008.67, 2009.47, 2010.50 et 2011.57 (de droite à gauche et de haut en bas). Se reporter à la Fig. 3.7 pour plus de détails sur cette représentation. Les trois premières cartes sont tirées de [Petit *et al.* \(2009\)](#), la quatrième de [Morgenthaler *et al.* \(2011\)](#).

TAB. 4.3 – Quantités relatives au champ magnétique dérivées des cartes du $\mathbf{B}$ de surface pour HD 190771.

Année frac. (2000+)	Durée (d)	$n\phi$	B_{long} (G)	B_{mean} (G)	en. pol. (% tot)	dipole (% pol)	quad. (% pol)	oct. (% pol)	axi. (% tot)	Ω_{eq} ($rad.d^{-1}$)	$d\Omega$ ($rad.d^{-1}$)	χ_r^2
07.59	24	13	3.8 ± 2.9	12 ± 1	34 ± 1	43 ± 8	20 ± 2	23 ± 4	73 ± 3	0.71 ± 0.01	0.12 ± 0.03	1.1
08.67	30	7	-1.06 ± 0.9	8 ± 1	39 ± 3	36 ± 8	18 ± 2	19 ± 4	61 ± 3	0.71 ± 0.01	0.12 ± 0.03	0.9
09.47	34	13	0.0 ± 2.3	16 ± 2	81 ± 2	23 ± 7	40 ± 2	21 ± 2	36 ± 12	0.66 ± 0.01	0.12 ± 0.02	1.1
10.50	41	10	-2.2 ± 2.8	19 ± 2	75 ± 8	28 ± 8	23 ± 1	14 ± 2	31 ± 1	–	–	1.4
11.57	38	10	-1.5 ± 1.6	12 ± 1	37 ± 2	22 ± 2	30 ± 3	26 ± 2	73 ± 2	–	–	1.4

Notes : Les quantités présentées sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.1. Dans le cas des sets d'observation de 2010.50 et 2011.47, la présence de rotation différentielle a été établie mais le minimum de χ^2 dans le plan ($\Omega_{eq}-d\Omega$) n'a pas pu être déterminé de façon fiable. Pour résoudre ce problème, les paramètres de rotation différentielle du set d'observation de 2009.47 ont été choisis pour reconstruire le champ magnétique de surface. Ces paramètres ont été sélectionnés préférentiellement à ceux des années précédentes car ils minimisent mieux le χ^2 réduit du modèle magnétique.

TAB. 4.4 – Valeurs moyennes des traceurs d'activité pour HD 190771.

Année frac. (2000+)	v_r ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. biss. ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. raie ($km.s^{-1}$)	N_{CaIIH}	$\log R'_{HK}$	$N_{H\alpha}$
07.59	-26.88 ± 0.02	0.05 ± 0.01	14.01 ± 0.23	0.3346 ± 0.0062	-4.45 ± 0.01	0.3244 ± 0.0006
08.67	-26.73 ± 0.03	0.05 ± 0.01	13.76 ± 0.19	0.3378 ± 0.0111	-4.45 ± 0.02	0.3242 ± 0.0012
09.47	-26.50 ± 0.02	0.05 ± 0.01	13.65 ± 0.25	0.3375 ± 0.0067	-4.45 ± 0.01	0.3244 ± 0.0008
10.50	-26.25 ± 0.03	0.04 ± 0.01	13.74 ± 0.17	0.3450 ± 0.0056	-4.44 ± 0.01	0.3253 ± 0.0056
11.57	-26.04 ± 0.04	0.04 ± 0.02	14.07 ± 0.18	0.3700 ± 0.0066	-4.40 ± 0.01	0.3288 ± 0.0010

Notes : Les quantités de ce tableau sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.2.

4.2.1 Cartes magnétiques

Les cartes magnétiques obtenues par imagerie Zeeman-Doppler pour chaque année d'observation sont présentées Fig. 4.6. Les quantités qui en sont dérivées sont présentées dans le Tab. 4.3 et la Fig. 4.7.

La carte de 2007.59 présente un champ majoritairement toroïdal, avec une polarité négative bien visible dans la composante azimuthale du vecteur $\mathbf{B}$. Un an plus tard, en 2008.67, la composante azimuthale est devenue de polarité positive. Ce renversement de polarité est également visible sur les profils Stokes V correspondants. En effet, les profils de la Fig. 4.8 présentent majoritairement des lobes gauches positifs et droits négatifs l'été 2007, et des lobes gauches négatifs et droits positifs l'été suivant. L'inversion est aussi détectable dans le changement de signe des coefficients des harmoniques sphériques du champ axisymétrique (Petit *et al.* 2009) ainsi que dans les valeurs du champ longitudinal. Entre 2008.67 et 2009.47, la distribution du champ magnétique subit un autre type de changement : elle passe d'un champ majoritairement toroïdal à un champ majoritairement poloïdal. En effet, le pourcentage d'énergie magnétique stockée dans la composante poloïdale augmente de 39 à 81%. Une autre différence notable est la baisse de 61 à 36% de la fraction d'énergie stockée dans la composante axisymétrique de $\mathbf{B}$. Un deuxième renversement de polarité se produit entre 2009.47 et 2010.50. Il apparaît cette fois clairement dans la composante radiale du champ magnétique, et particulièrement dans la région polaire, dont le champ passe de positif à négatif. Ce renversement est accompagné d'une hausse du module du champ magnétique moyen, qui était resté stable pendant les trois premiers sets d'observation. Enfin, la carte des observations de l'été 2011 (2011.57) montre un troisième renversement de polarité, à nouveau particulièrement visible dans la région polaire de la composante radiale, qui redevient positive. Ce dernier renversement est accompagné d'une baisse du module du champ magnétique moyen.

Un aperçu rapide des cartes de la Fig. 4.6 suggère que la géométrie du champ magnétique en 2011.57 est très similaire à celle de l'année 2008.67. Cependant, une analyse précise de la distribution du champ (Tab. 4.3) laisse apparaître des différences. Si les fractions d'énergie magnétique contenues dans les composantes axisymétrique et poloïdale sont similaires avec respectivement 73 et 34% en 2010.50, et 73 et 37% en 2011.57, la géométrie du champ est néanmoins plus complexe en 2011.57, avec une fraction d'énergie plus importante stockée dans les composantes quadrupolaire et octupolaire. Enfin, nous notons que lorsque l'intensité du champ magnétique augmente, sa composante poloïdale est plus forte et sa composante axisymétrique plus faible, ce qui est exactement le contraire dans le cas de ξ Boo A (cf section 4.1.2).

4.2.2 Traceurs d'activité complémentaires

Les traceurs du champ magnétique autres que les cartes dérivées de l'imagerie Zeeman-Doppler ont également été calculés pour chaque observation de HD 190771. Les moyennes pour chaque jeu d'observation sont présentées dans le Tab. 4.4 et la Fig. 4.7. Les flux chromosphériques, aussi bien dans le Calcium que dans $H\alpha$, ainsi que la largeur de la raie du FeI augmentent entre les deux derniers jeux d'observation, indiquant une hausse de l'activité magnétique à toutes les échelles. La figure 4.9 montre que, comme dans le cas de ξ Boo A, les variations à long-terme des deux traceurs chromosphériques sont corrélées. Aucune corrélation évidente n'est en revanche observée entre N_{CaIIH} et la largeur de la raie du FeI, contrairement à ξ Boo A. L'absence de lien entre ces deux quantités est probablement due au fait que ce n'est pas le champ magnétique qui domine les variations de largeur car son intensité est beaucoup plus faible dans le cas de HD 190771. Le champ longitudinal baisse quant à lui entre les deux premiers jeux d'observation, et ne connaît pas de variation significative ensuite. Enfin, les variations du velocity span ne sont pas significatives au cours du suivi.

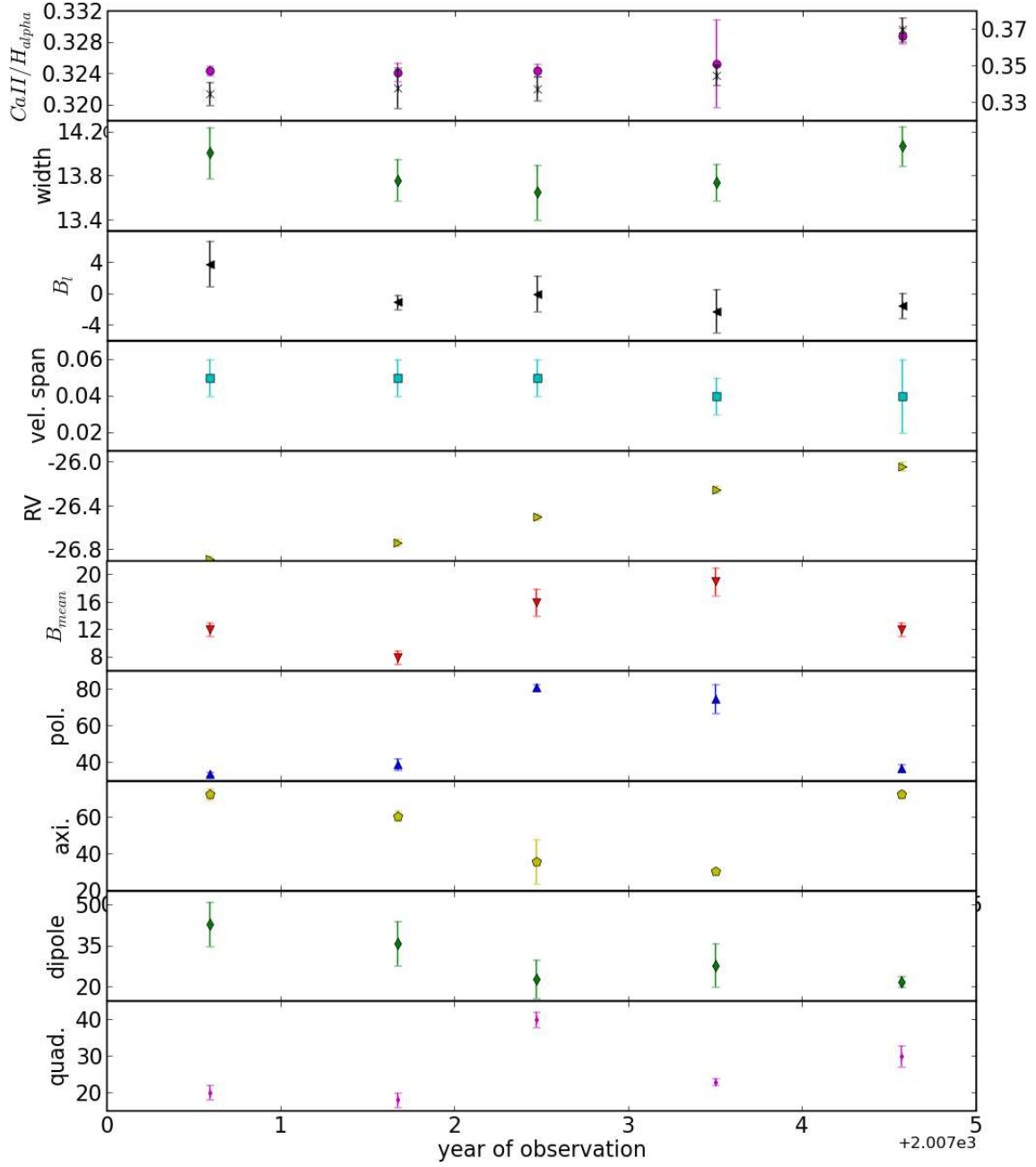


FIG. 4.7 – Evolution à long-terme des valeurs moyennes des indicateurs d'activité (Tab. 4.4) et des caractéristiques du champ magnétique (Tab. 4.3) pour HD 190771. Chaque moyenne est tracée avec sa dispersion correspondante.

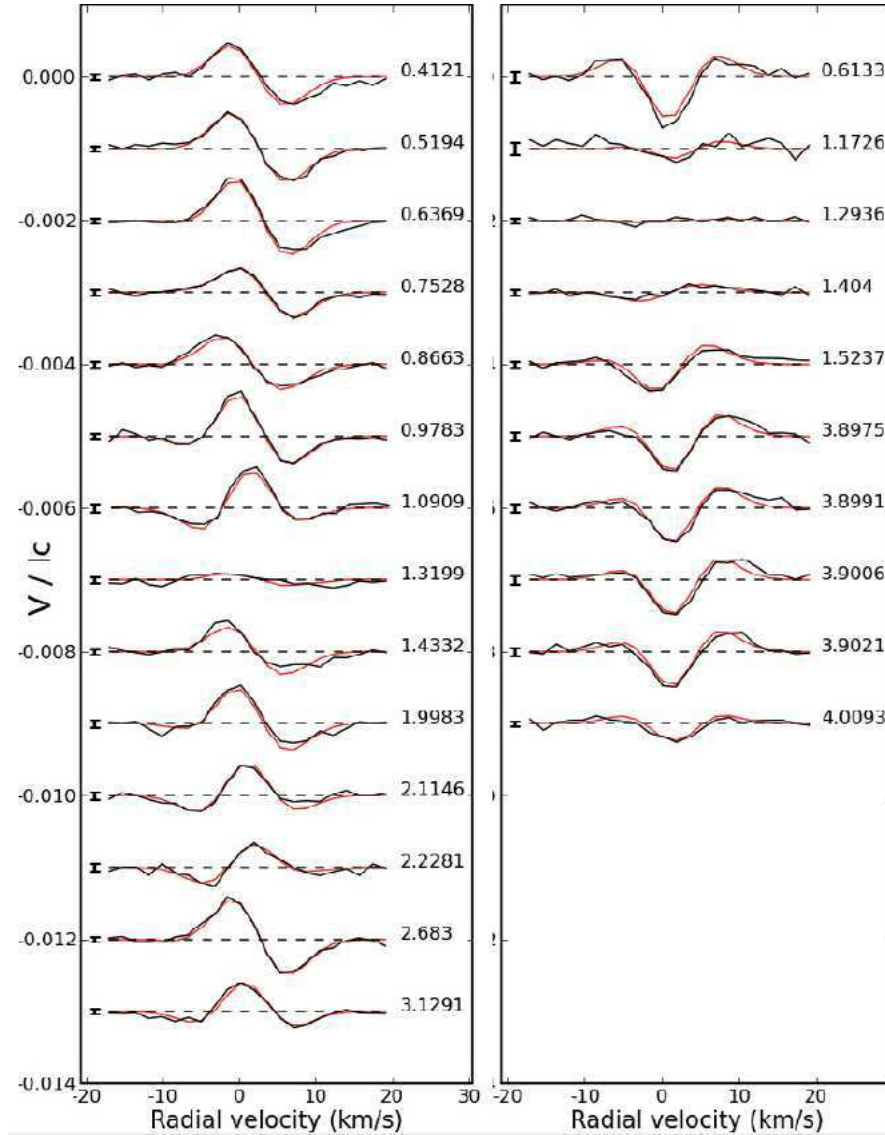


FIG. 4.8 – Profils Stokes V normalisés de HD 190771 pour l'été 2007 et l'été 2008, après correction de la vitesse radiale moyenne de l'étoile. Les courbes noires représentent les données et les courbes rouges correspondent aux profils synthétiques du modèle magnétique utilisé. Les profils successifs sont décalés verticalement pour plus de clarté. Les phases de rotation pour chaque observation sont notées à droite de chaque profil et les barres d'erreur à gauche. D'après [Petit et al. \(2009\)](#)

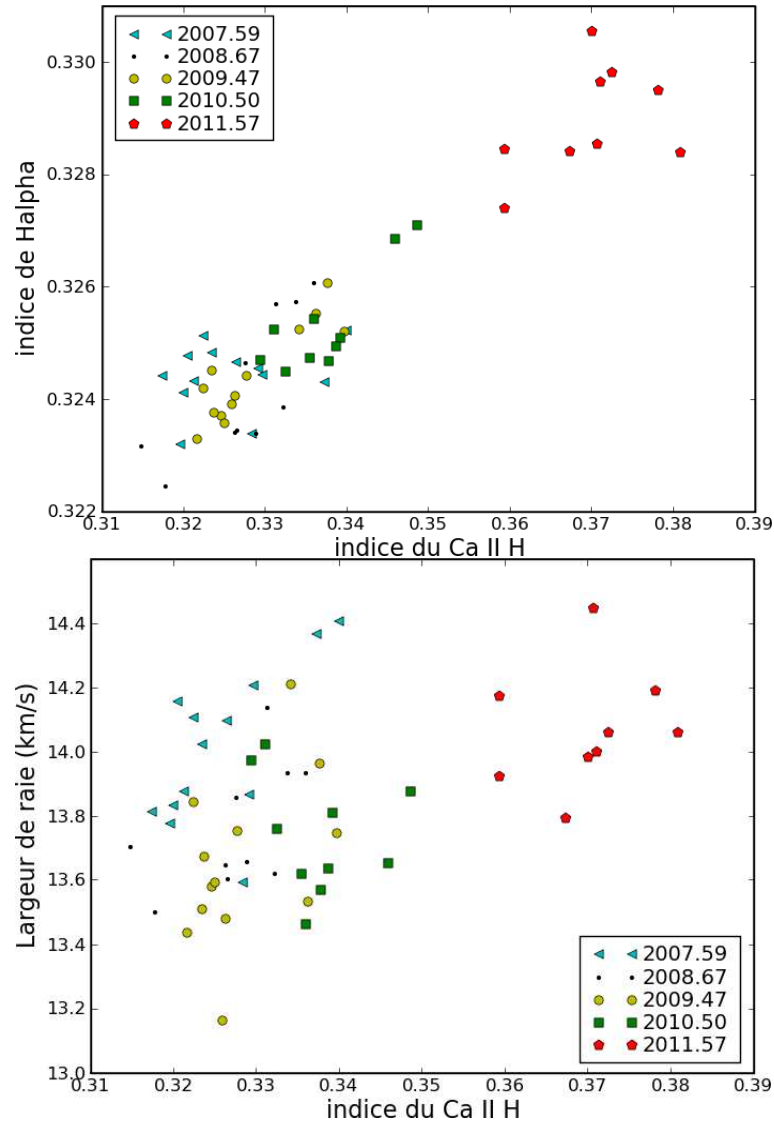


FIG. 4.9 – Relations entre N_{CaIIH} et $N_{H\alpha}$ (panneau du haut), et entre N_{CaIIH} et la largeur de la raie FeI@846.84 (panneau du bas) pour HD 190771.

Les valeurs de ces indicateurs pour les sets d’observations de 2008.67 et 2011.57 ne sont pas toutes similaires comme dans le cas de ξ Boo A et ne permettent donc pas de confirmer qu’un cycle magnétique a été observé. En particulier, les valeurs de B_l sont proches mais pas celles relatives à l’activité chromosphérique et à la largeur de la raie du FeI.

4.2.3 Présence d’un compagnon de faible masse

A partir des variations annuelles de vitesses radiales de HD 190771, [Petit et al. \(2009\)](#) ont supposé l’existence d’un compagnon de faible masse. En combinant les trois mesures de 2007 à 2009 avec une mesure de [Nidever et al. \(2002\)](#), et en supposant l’existence d’un unique compagnon, une orbite circulaire et un plan orbital perpendiculaire à l’axe de rotation de l’étoile, les auteurs ont déduit une période orbitale de 14 ans, un rayon d’orbite de 5.9 UA et une masse de $0.1M_{\odot}$ pour le compagnon. Les deux points de mesure supplémentaires obtenus les étés 2010 et 2011 permettent de faire un ajustement en utilisant uniquement les mesures de NARVAL. Le fait de ne pas utiliser la vitesse radiale de [Nidever et al. \(2002\)](#) améliore l’ajustement. Cela rend aussi le calcul plus cohérent puisque cette mesure a été prise 7 ans avant notre première observation et avec un instrument, une résolution spectrale et une méthode d’analyse différents. L’ajustement avec ces cinq points de mesure donne une période de 10 ans, un rayon de 4.6 UA et une masse de $0.04M_{\odot}$ pour le compagnon. Ces résultats ainsi que ceux obtenus par [Petit et al. \(2009\)](#) suggèrent que le compagnon de faible masse de HD 190771 est de type naine brune. Ils suggèrent également que nos observations couvrent une demie-période orbitale, et qu’il faudrait donc encore au minimum le même nombre de points sur la même période de temps pour pouvoir contraindre de façon plus précise les paramètres orbitaux et la masse.

Le fait que ces nouvelles estimations soient compatibles avec celles de [Petit et al. \(2009\)](#) renforce aussi les conclusions de ces auteurs concernant l’influence limitée du compagnon sur l’activité de l’étoile. L’absence de synchronisation entre période de rotation et période orbitale laisse en effet penser que les forces de marées générées par le compagnon restent faibles et insuffisantes pour être responsables des renversements de polarité rapides visibles sur la photosphère de HD 190771. De plus, les variations de vitesse radiale ne sont corrélées avec les variations d’aucun autre traceur du champ magnétique, qu’il soit direct ou indirect (cf Fig. 4.7). La présence d’un compagnon ne semble donc pas être une condition nécessaire pour expliquer des changements rapides dans la géométrie du champ magnétique, contrairement à ce qui a été suggéré dans le cas de l’étoile de type solaire τ Boo ([Fares et al. 2009](#)).

4.3 Le cycle court de HD 78366

HD 78366 est une étoile légèrement plus massive que le Soleil ($1.34M_{\odot}$) et sa période de rotation est deux fois plus courte (cf Tab. 2.1). Elle fait partie de l’échantillon d’étoiles FGK suivi au Mont Wilson (cf Sec. 1.3.1) depuis plusieurs décennies. [Baliunas et al. \(1995\)](#) ont dérivé deux cycles pour cette étoile à partir des observations chromosphériques : un de 6 ans et un de 12 ans (Fig. 1.13).

HD 78366 a été observée par NARVAL durant les hivers 2007/2008, 2009/2010 et 2010/2011. Les différents jeux de données sont très inégalement échantillonnés : le premier s’étend sur 28 jours et comporte 22 observations, le deuxième comprend 5 observations obtenues sur un intervalle de 54 jours et le troisième 6 observations en 12 jours.

Les cartes magnétiques obtenues par imagerie Zeeman-Doppler pour chaque jeu d’observation sont présentées Fig. 4.10 et les quantités qui en sont dérivées dans le Tab. 4.5.

TAB. 4.5 – Quantités relatives au champ magnétique dérivées des cartes du $\mathbf{B}$ de surface pour HD 78366.

Année frac. (2000+)	Durée (j)	$n\phi$	B_{long} (G)	B_{mean} (G)	en. pol. (% tot)	dipole (% pol)	quad. (% pol)	oct. (% pol)	axi. (% tot)	Ω_{eq} ($rad.j^{-1}$)	$d\Omega$ ($rad.j^{-1}$)	χ_r^2
08.09	28	22	-1.4 ± 1.2	11 ± 4	93 ± 5	74 ± 12	19 ± 11	5 ± 3	89 ± 3	0.67	0.21	1.1
10.04	54	5	2.0 ± 1.8	6 ± 1	81 ± 4	57 ± 16	36 ± 14	6 ± 2	43 ± 18	0.55	0.00	1.0
11.08	12	6	-2.2 ± 1.0	5 ± 1	78 ± 5	71 ± 18	14 ± 13	11 ± 3	60 ± 20	0.68	0.12	1.0

Notes : Les quantités présentées sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.1.

TAB. 4.6 – Valeurs moyennes des traceurs d'activité pour HD 78366.

Année frac. (2000+)	v_r ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. biss. ($km.s^{-1}$)	Larg. moy. raie ($km.s^{-1}$)	$N_{CaI\!IH}$	$\log R'_{HK}$	$N_{H\alpha}$
08.09	26.32 ± 0.03	0.05 ± 0.01	14.15 ± 0.24	0.2727 ± 0.0038	-4.55 ± 0.01	0.3093 ± 0.0007
10.04	26.33 ± 0.05	0.06 ± 0.01	13.68 ± 0.11	0.2915 ± 0.0057	-4.51 ± 0.01	0.3112 ± 0.0004
11.08	26.32 ± 0.03	0.06 ± 0.01	13.68 ± 0.13	0.2784 ± 0.0035	-4.54 ± 0.01	0.3098 ± 0.0005

Notes : Les quantités de ce tableau sont les mêmes que celles décrites pour le tableau 3.2.

4.3.1 Observation d'un cycle

La composante poloïdale du champ magnétique domine fortement en 2008.09, 93% de l'énergie magnétique y étant stockée. Une région polaire de champ radial avec une polarité négative est particulièrement visible sur ce set d'observation. Cette région est devenue de polarité positive en 2010.04. Ce changement de signe est également observable au niveau du champ longitudinal, qui est passé de -1.4 à 2.0 Gauss entre 2008.09 et 2010.04. Dans le même temps, le module du champ magnétique moyen B_{mean} a été divisé par deux. De plus, la géométrie magnétique s'est complexifiée : la fraction d'énergie magnétique contenue dans la composante dipolaire a baissé de 74 à 57%, tandis que celle contenue dans le quadrupole a doublé. La fraction de champ contenue dans la composante axisymétrique a quant à elle diminué de moitié. L'année suivante, en 2011.08, les fractions d'énergie magnétique contenue dans les composantes dipolaire et quadrupolaire ont repris des valeurs similaires à celles de 2008.09. Le champ longitudinal est à nouveau négatif, ainsi que la région polaire radiale visible sur les cartes. La géométrie retrouve également une configuration majoritairement axisymétrique. B_{mean} et la composante poloïdale gardent une valeur comparable à celle de 2010.04.

Le champ magnétique de surface a donc subi deux changements de polarité, et a retrouvé en 2011.08 une configuration similaire à celle qu'il possédait en 2008.09. En supposant que la variabilité temporelle de HD 78366 n'est pas plus rapide que l'échantillonnage temporel imposé par l'ascension droite de l'étoile (visible uniquement l'hiver), ces premiers jeux d'observation suggèrent que HD 78366 pourrait avoir un cycle magnétique d'environ 3 ans. Nous notons enfin que le champ est resté majoritairement poloïdal pendant toute la durée du suivi, contrairement à ξ Boo A et HD 190771 pour lesquelles les composantes poloïdale ou toroïdale dominant alternativement. Des observations sur une échelle de temps plus étendue permettront de confirmer ou d'infirmer cette tendance.

Les moyennes des autres traceurs du champ magnétique pour chaque jeu de données sont présentées dans le Tab. 4.6. La vitesse radiale et la largeur du bissecteur ne montrent pas de variations significatives durant les 3 ans de suivi. La largeur de la raie du Fe I baisse entre 2008.09 et 2010.04, et conserve la même valeur entre 2010.04 et 2011.08, variant ainsi de la même façon que le module de champ moyen. Cependant, les variations de largeur ne sont très probablement pas dominées par le champ magnétique car son intensité est encore plus faible que dans le cas de HD 190771 (cf section 4.2.2) et il n'existe pas de corrélation entre émission chromosphérique et élargissement Zeeman (cf Fig. 4.11). Les différentes quantités reflétant le flux chromosphérique (N_{CaIIH} , $N_{H\alpha}$ et $\log R'_{HK}$) augmentent en même temps que la géométrie du champ magnétique de surface se complexifie, avec un maximum significatif en 2010.04, et présentent des valeurs similaires en 2008.09 et 2011.08, confirmant la possible cyclicité déduite des résultats de l'imagerie Zeeman-Doppler. Enfin, comme pour les deux cibles précédentes, une corrélation est observée entre les deux indicateurs d'activité chromosphérique.

4.3.2 Superposition de cycles

Le probable cycle magnétique de 3 ans découvert par spectropolarimétrie pour HD 78366 se trouve être plus court que les cycles de 6 et 12 ans dérivés des observations d'activité chromosphérique du Mont Wilson par [Baliunas et al. \(1995\)](#). C'est également le cas pour l'étoile de type solaire τ Bootis (qui ne fait pas partie de notre échantillon). De fait, les observations spectropolarimétriques de [Fares et al. \(2009\)](#) suggèrent un cycle de 2 ans maximum pour cette étoile, alors que [Baliunas et al. \(1995\)](#) déduisent des observations du Ca II un cycle de 12 ans (Fig. 1.13).

Ces différences significatives de longueurs entre cycles dérivés par spectropolarimétrie et suivi chromosphérique indiquent premièrement qu'il existe probablement une superposition de plusieurs cycles de différentes durées, ce qui ne serait pas surprenant puisqu'une

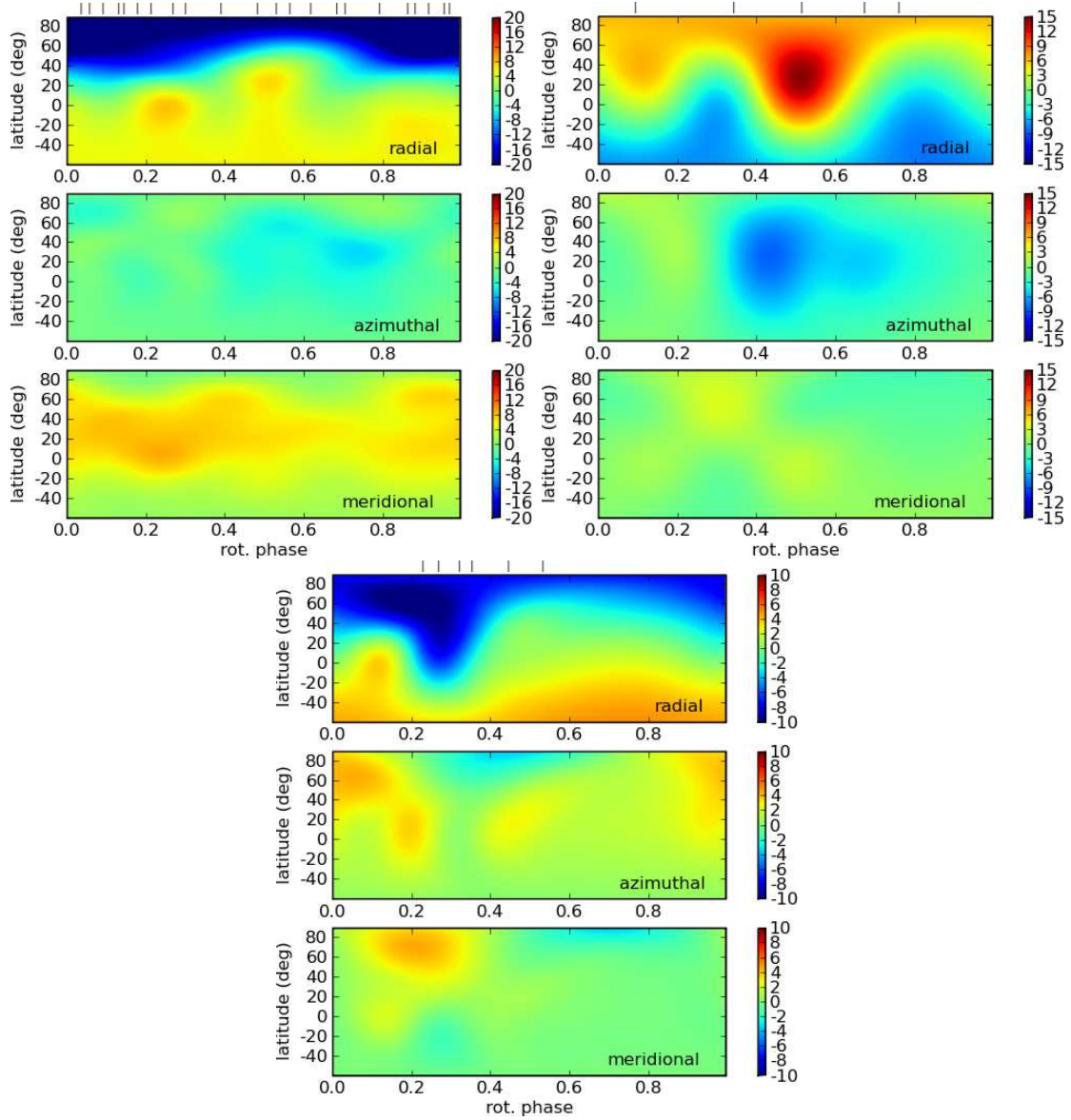


FIG. 4.10 – Cartes du champ magnétique de surface de HD 78366 pour les sets d’observation de 2008.09, 2010.04 et 2011.08 (de gauche à droite et de haut en bas). Se reporter à la Fig. 3.7 pour plus de détails sur cette représentation. Tirée de *Morgenthaler et al. (2011)*.

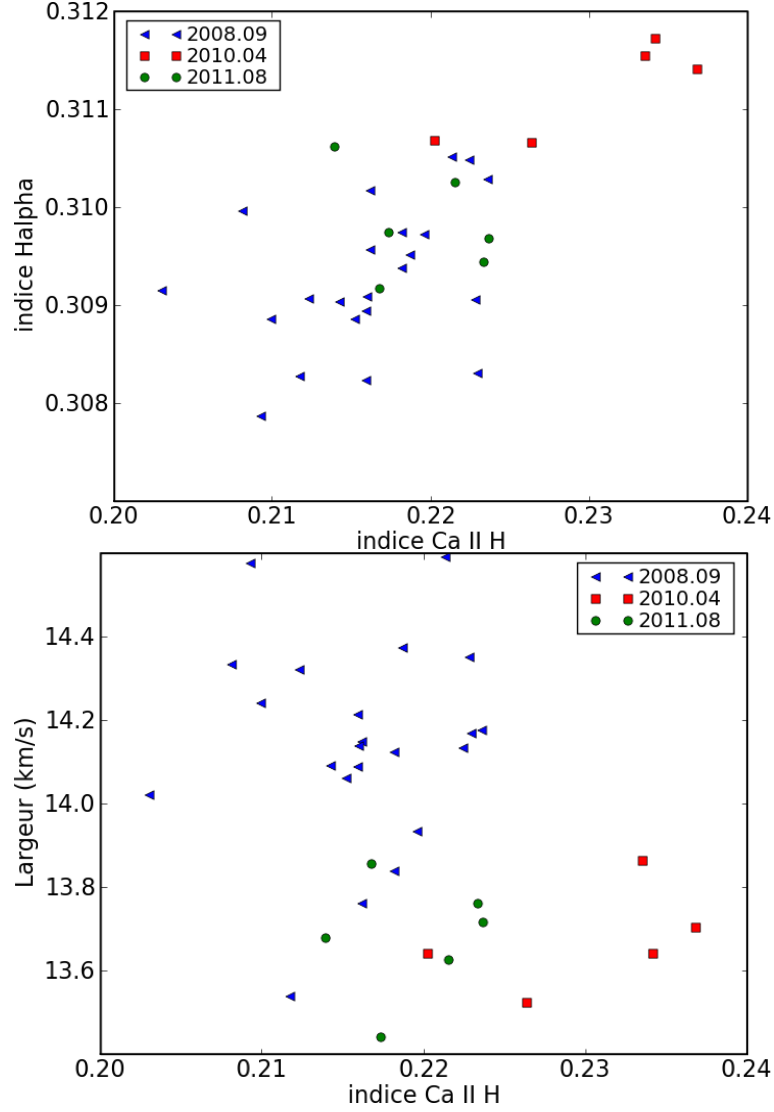


FIG. 4.11 – Corrélations entre N_{CaIIH} et $N_{H\alpha}$ (panneau du haut), et entre N_{CaIIH} et la largeur de la raie FeI@846.84 (panneau du bas) pour HD 78366.

superposition de cycles a déjà été établie dans le cas solaire (cf Section 1.1.5 et Knaack *et al.* 2005). Cela indique également que, d'une part l'étendue temporelle des observations spectropolarimétriques n'est pour l'instant pas assez longue pour avoir accès à des cycles de l'ordre de la dizaine d'années, et d'autre part que la méthodologie de détermination des périodes de Baliunas *et al.* (1995) ne donne accès de façon fiable qu'à des cyclicités supérieures à 5 ans. En effet, des analyses postérieures des mesures chromosphériques de τ Boo ont permis d'accéder à des variations cycliques de plus haute fréquence (Baliunas *et al.* 1997; Maulik *et al.* 1997). De telles analyses, qui permettraient de déterminer si des périodicités plus courtes sont présentes dans les relevés du Mont Wilson pour HD 78366, n'ont malheureusement pas été conduites à ce jour.

4.4 Caractéristiques des étoiles à comportements cycliques

Après avoir observé la variété des comportements cycliques des étoiles de notre échantillon, il est légitime de se demander si ces événements se produisent dans des conditions particulières, par exemple pour des paramètres fondamentaux caractéristiques.

Le Fig. 4.12 place les étoiles dans un plan masse/rotation. D'après cette figure, les

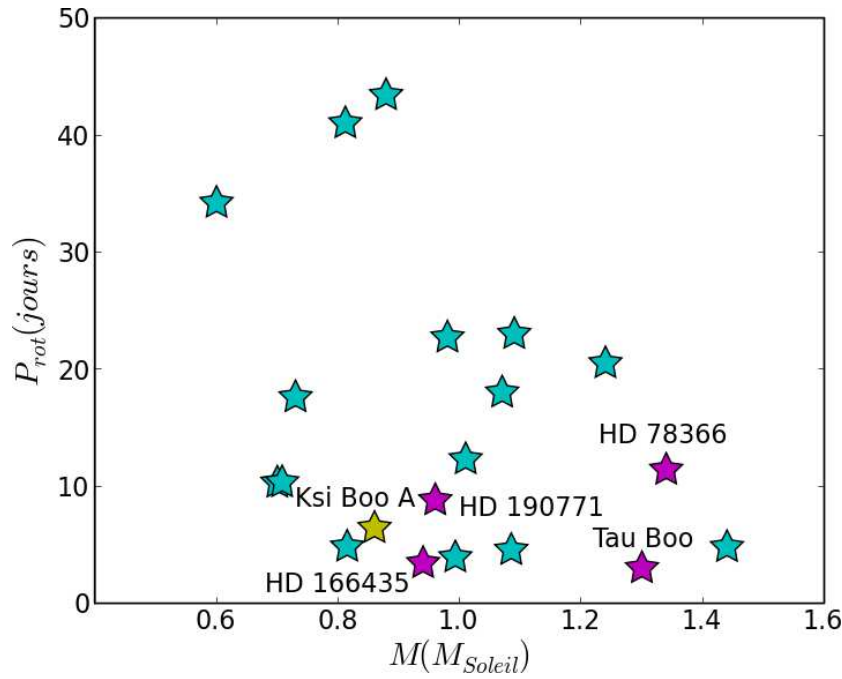


FIG. 4.12 – Périodes de rotation vs. masses pour les étoiles de l'échantillon et τ Boo. Les symboles roses représentent les étoiles avec au moins un renversement de polarité. Le symbole jaune représente ξ Boo A, qui possède une autre forme de cyclicité. Les étoiles qui n'ont pas montré de comportements cyclique pendant la durée du suivi correspondent aux symboles bleus. Figure adaptée de [Morgenthaler et al. \(2011\)](#).

cibles qui montrent au moins un renversement de polarité pendant le suivi ont en commun une période de rotation au moins deux fois plus rapide que la période de rotation solaire. Elles possèdent également des masses supérieures à $1M_{\odot}$ ([Morgenthaler et al. 2011](#)). D'un autre côté, il semble que les étoiles dont la masse est inférieure à la limite en masse de notre échantillon (i.e. $0.6M_{\odot}$) exhibent un champ magnétique de surface de forte intensité et de géométrie simple ([Morin et al. 2008a,b](#)). Ceci est vrai en particulier pour les étoiles de type M avec une zone radiative peu étendue. L'étoile ξ Boo A se situe quant à elle entre ces deux groupes. Sa masse est inférieure à une masse solaire mais sa zone radiative encore significative par rapport aux étoiles M précitées. En outre, elle montre de la variabilité, qui s'avère toutefois moins organisée que pour les étoiles d'au moins $1M_{\odot}$ puisqu'elle ne montre pas de renversement de polarité.

Une période de rotation courte semble donc être un paramètre fondamental pour l'apparition de renversements de polarité rapides. Il est en revanche plus difficile de trancher sur l'influence de la masse, puisqu'il est bien visible sur la Fig. 4.12 qu'il existe un manque de cibles avec des masses inférieures à $0.8M_{\odot}$ et des périodes de rotation courtes.

Relations entre traceurs du champ magnétique et paramètres stellaires fondamentaux

Sommaire

5.1	Activité chromosphérique	89
5.2	Champ longitudinal	91
5.3	Géométrie magnétique	91
5.4	Rotation différentielle	91

Ce dernier chapitre présente très brièvement les relations qui ont commencé à être établies entre certains traceurs du champ magnétique présentés au chapitre 2 et certains des paramètres stellaires fondamentaux des étoiles observées. Ce travail préliminaire comprend les observations qui ont été menées sur la totalité des cibles de l'échantillon.

5.1 Activité chromosphérique

La première relation qui a été mise en évidence concerne l'activité chromosphérique et le nombre de Rossby. L'indice $\log(R'_{HK})$ a été privilégié pour représenter l'activité chromosphérique car il permet de comparer directement le niveau d'activité des étoiles entre elles (cf section 2.6). Le temps de retournement convectif τ utilisé pour déterminer le nombre de Rossby Ro a été calculé en utilisant le modèle de Gilman (1980).

La Fig. 5.1 et le Tab. 5.1 présentent les résultats obtenus : l'activité diminue lorsque le nombre de Rossby augmente, avec une dispersion qui correspond aux variations intrinsèques des étoiles (points alignés verticalement sur la Fig. 5.1). Cette tendance est en accord avec les résultats de Noyes *et al.* (1984a) qui utilisent le même modèle de zone convective pour calculer Ro . Un début de saturation de l'activité pour les petits Ro est également observé. De précédentes études ont montré de façon empirique que la saturation se produit pour $Ro \approx 0.1$ (e. g. Wright *et al.* 2011; Reiners 2012).

Enfin, le nombre de Rossby étant inévitablement dépendant d'un modèle, nous avons étudié la relation entre l'activité chromosphérique et la période de rotation afin de s'affranchir des modèles de convection. Bien que les points soient un peu plus dispersés, la tendance est la même qu'en utilisant Ro .

TAB. 5.1 – De gauche à droite, pour chaque étoile de l'échantillon : nombre de Rossby, module du champ magnétique moyen, fraction d'énergie magnétique à grande échelle stockée dans la composante poloïdale du champ, activité chromosphérique exprimée en $\log(R'_{HK})$, valeur maximale du module du champ longitudinal et taux de rotation différentielle. Adapté de *Petit, Morgenthaler et al., in prep.*

Nom	Ro	B_{mean} (G)	en. pol. (% tot)	$\log(R'_{HK})$	$ B_l^{\text{max}} $ (G)	$d\Omega$ ($\text{rad}.j^{-1}$)
61 Cyg A	1.40	32	58	-4.87 ± 0.06	8.4 ± 0.3	0.047 ± 0.007
ξ Boo B	0.42	67	66	-4.39 ± 0.06	14.6 ± 0.5	0.14 ± 0.01
ϵ Eri	0.48	31	96	-4.47 ± 0.01	10.8 ± 0.2	0.2
HD 10476	1.99	7	92	-4.95 ± 0.02	2.6 ± 0.2	-
HD 3651	2.08	8	95	-5.08 ± 0.02	2.9 ± 0.3	0.006
HD 101501	1.11	48	67	-4.53 ± 0.03	13.7 ± 0.4	0.36 ± 0.04
ξ Boo A	0.36	113	17 ± 3	-4.34 ± 0.01	18.7 ± 0.9	0.38 ± 0.02
HD 76151	1.56	4.7	93	-4.72 ± 0.01	4.0 ± 0.3	-
18 Sco	1.88	5.6	99	-4.87 ± 0.03	1.8 ± 0.2	-
HD 73350	1.0	42.1	52	-4.52 ± 0.02	6.0 ± 0.4	0.2 ± 0.2
HD 9986	1.94	1.7	92	-4.87 ± 0.01	1.7 ± 0.6	-
HD 190771	0.72	51	34 ± 1	-4.45 ± 0.01	6.6 ± 0.3	0.12 ± 0.03
HD 166435	0.31	124	62	-4.34 ± 0.01	11.2 ± 0.5	0.11
HD 56124	1.65	4.7	81	-4.91 ± 0.01	2.5 ± 0.4	-
HD 39587	0.57	126	51	-4.44 ± 0.02	6.2 ± 0.6	0.28 ± 0.02
HD 206860	0.53	115	44	-4.41 ± 0.01	13.5 ± 1.1	0.18 ± 0.02
HD 78366	1.25	40	93 ± 5	-4.55 ± 0.01	4.8 ± 0.5	0.21
HD 175726	0.48	68	77	-4.42 ± 0.01	10.3 ± 1.0	0.3
HD 75332	1.27	28	90	-4.42 ± 0.02	5.8 ± 0.9	0.47 ± 0.11

Notes : Pour les étoiles déjà présentées dans les chapitres 3 et 4, seules les valeurs du premier jeu de données sont présentées dans ce tableau. Les quantités issues de la technique d'imagerie Zeeman-Doppler pour les étoiles qui n'ont pas été traitées dans les chapitres précédents proviennent de calculs effectués par Pascal Petit avant le début de ce travail de thèse pour des jeux de données en majorité de l'hiver 2006/2007 et de l'été 2007.

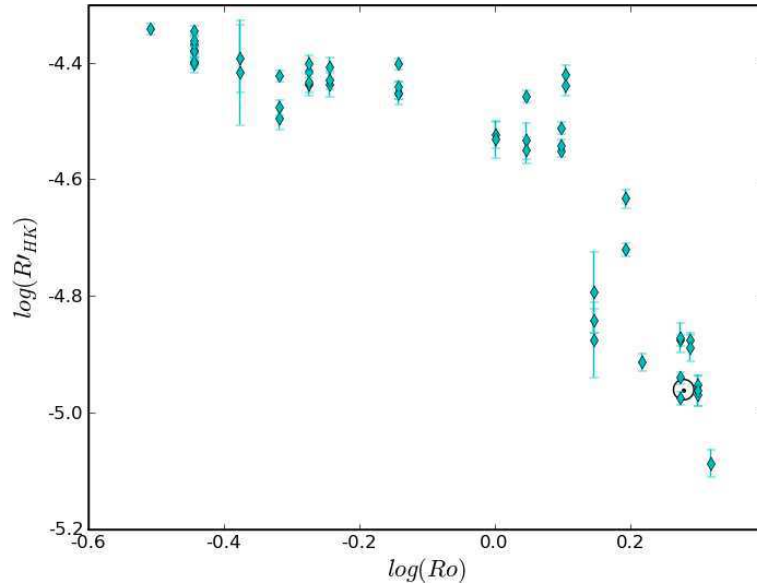


FIG. 5.1 – Activité chromosphérique ($\log(R'_{HK})$) en fonction du nombre de Rossby en échelle log-log. Chaque point représente la moyenne des valeurs pour chaque saison d'observation de chaque étoile avec la dispersion correspondante. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$.

5.2 Champ longitudinal

Une évolution du champ longitudinal B_l en fonction du nombre de Rossby a également été observée. La Fig. 5.2 montre que le module de B_l diminue lorsque Ro augmente. Cette tendance est plus nette en utilisant les valeurs maximales du champ longitudinal pour chaque étoile. Ceci est probablement lié au fait que si l'hémisphère de l'étoile présente un champ complexe à la phase de l'observation, le champ longitudinal sera sous-estimé (cf méthode de calcul de B_l , section 2.3).

5.3 Géométrie magnétique

Nous avons ensuite étudié le comportement des quantités issues de la technique d'imagerie Zeeman-Doppler par rapport au nombre de Rossby et à l'activité chromosphérique.

La figure 5.3 et le Tab. 5.1 présentent les valeurs du module du champ moyen B_{mean} en fonction de Ro : B_{mean} diminue avec Ro comme c'est le cas pour l'activité chromosphérique (cf section 5.1).

La fig 5.4 présente quant à elle la fraction d'énergie magnétique stockée dans la composante toroïdale du champ en fonction du nombre de Rossby. Elle montre que ce sont uniquement les étoiles aux plus faibles Ro qui sont capables de produire un champ toroïdal dominant. Elle montre également que ces étoiles sont soumises au cours du temps à des changements qui impliquent parfois un champ poloïdal dominant.

5.4 Rotation différentielle

Enfin, le taux de rotation différentielle $d\Omega$ a été calculé lorsque les observations l'ont permis (cf section 2.4.2 et Tab. 5.1) et son évolution a été étudiée en fonction de la température. La Fig. 5.5 présente les résultats pour 14 étoiles de l'échantillon. On observe que $d\Omega$ augmente avec la température si on ignore la grande dispersion des valeurs de ξ Boo A. Cette tendance est la même que celle obtenue par Barnes *et al.* (2005) dans le cas d'un

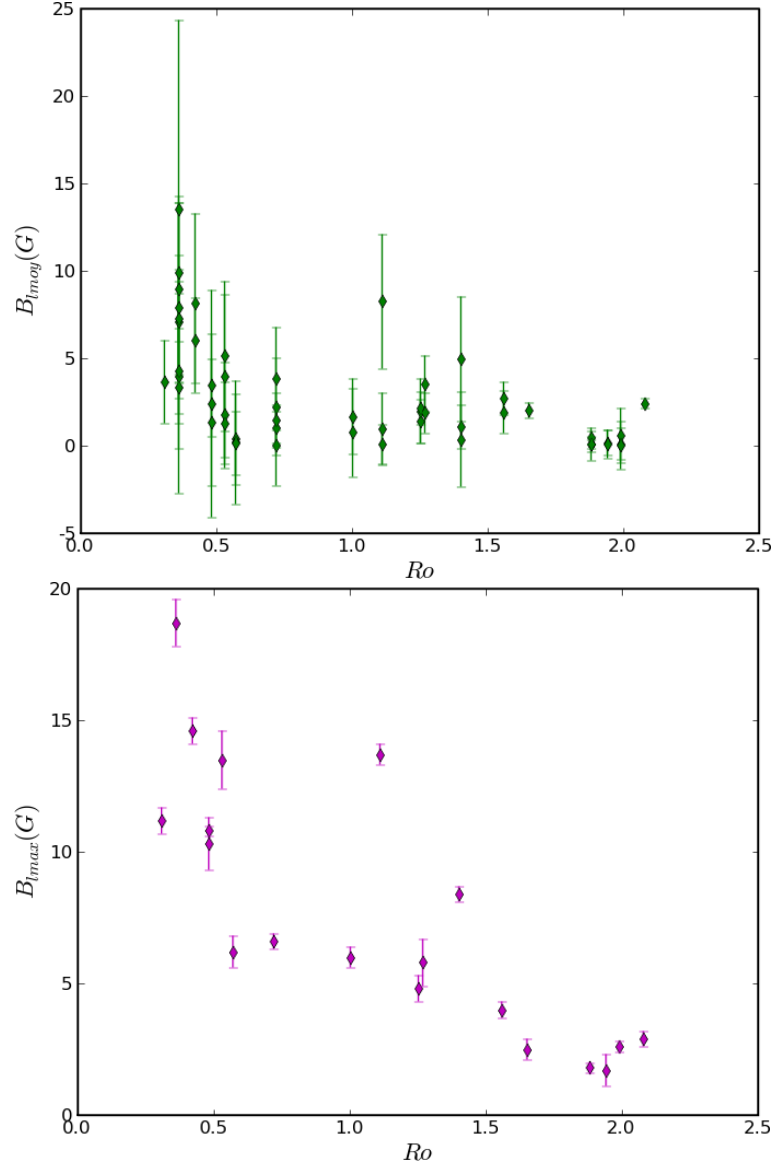


FIG. 5.2 – Panneau du haut : moyenne du module du champ longitudinal pour chaque saison d’observation de chaque étoile avec la dispersion correspondante en fonction du nombre de Rossby. Panneau du bas : valeur la plus élevée du module du champ longitudinal observée pour chaque étoile sur toutes les saisons d’observation confondues en fonction du nombre de Rossby.

échantillon d’étoiles de type solaire en rotation rapide, avec des taux de rotation calculés à partir de l’imagerie Doppler classique (ie en suivant les inhomogénéités de température). Il est intéressant de noter que l’étoile LQ Hya de [Barnes *et al.* \(2005\)](#) présente une dispersion en-dehors de la tendance comme ξ Boo A dans notre cas.

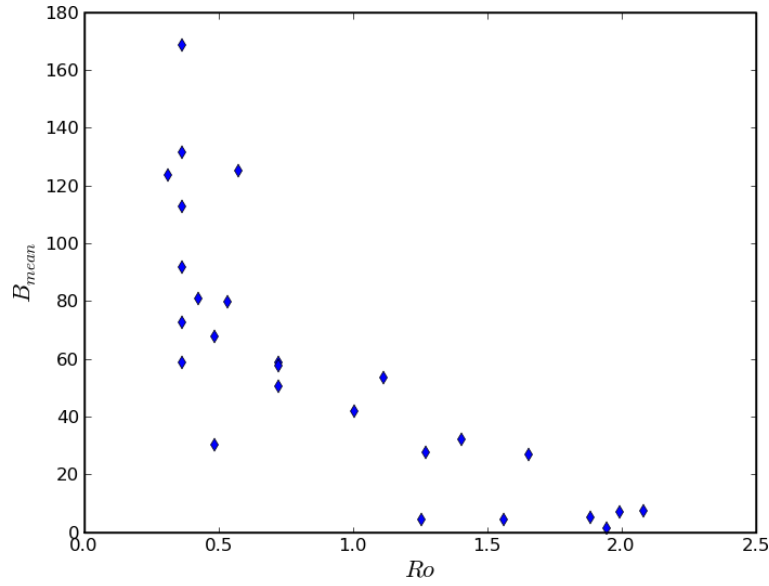


FIG. 5.3 – Module du champ moyen en fonction du nombre de Rossby.

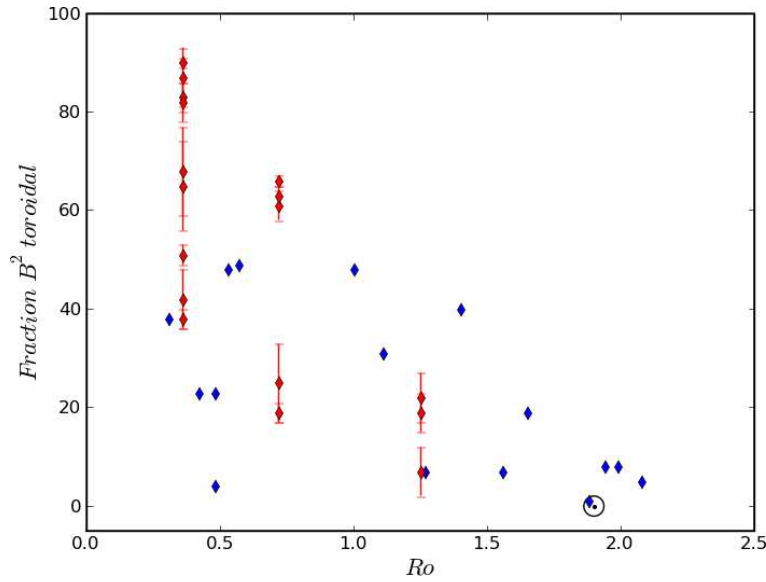


FIG. 5.4 – Fraction d'énergie magnétique stockée dans la composante toroïdale du champ. Les losanges rouges représentent les étoiles déjà présentées aux chapitres 3 et 4, les losanges bleus les autres étoiles de l'échantillon. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$.

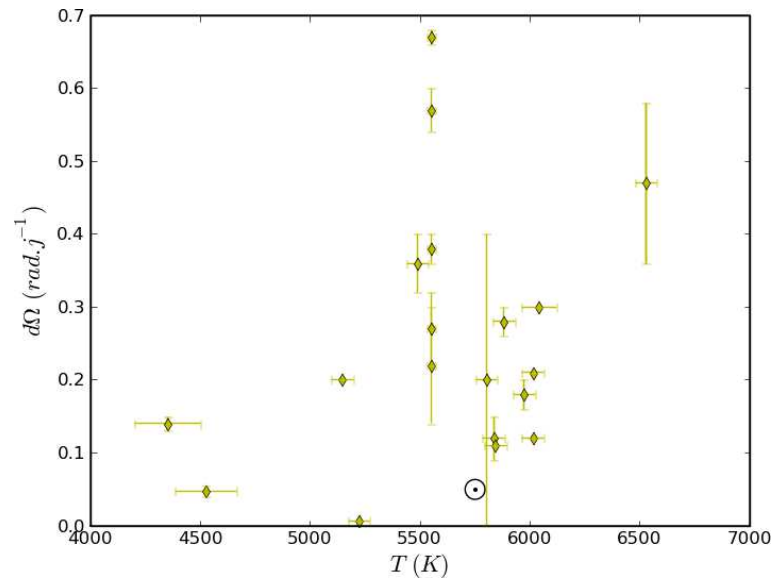


FIG. 5.5 – Taux de rotation différentielle $d\Omega$ en fonction de la température. Le Soleil est représenté par le symbole $\odot$.

Conclusions et perspectives

Le but de ce travail de thèse de doctorat était d'apporter des contraintes sur la géométrie et l'évolution temporelle du champ magnétique des étoiles froides. Dans ce but, un échantillon de 19 étoiles variant en masse et en période de rotation autour du cas solaire a été constitué et observé depuis 2007 avec le spectropolarimètre NARVAL.

L'étude du champ magnétique des étoiles de l'échantillon a été menée avec différents outils. D'une part ont été utilisés des outils préexistants : le code d'imagerie Zeeman-Doppler pour la reconstruction du champ magnétique de surface, ainsi que le code de calcul du champ longitudinal et des vitesses radiales. D'autre part, de nouveaux outils ont été développés au cours de cette thèse pour avoir accès à d'autres traceurs du champ magnétique à partir de spectres NARVAL, à savoir l'activité chromosphérique, l'élargissement par effet Zeeman et l'asymétrie des raies spectrales.

Le suivi des étoiles de l'échantillon sur plusieurs années et l'analyse des spectres avec les différents outils ont permis de comparer le comportement des différents traceurs du champ magnétique et de mettre en évidence des variations de l'activité magnétique sur des étendues temporelles de quelques semaines à plusieurs années.

Evolution du champ magnétique à court-terme

Pour la plupart des étoiles de l'échantillon, les traceurs directs et indirects du champ magnétique présentent une modulation rotationnelle. Une corrélation entre l'évolution des indices d'activité chromosphérique basés sur la raie H du Ca II et sur la raie $H\alpha$ a été mise en évidence sur une échelle d'une période de rotation. Ces deux indices et la largeur de la raie du Fe I, bien que tous représentatifs à la fois des petites et des grandes échelles du champ magnétique, ne présentent pas de corrélation de leurs variations rotationnelles. Il est possible que cela soit dû à une différence d'assombrissement centre-bord entre ces quantités. En outre, il n'existe pas non plus de corrélation sur l'échelle d'une période de rotation entre le module du champ magnétique moyen dérivé de l'imagerie Zeeman-Doppler et le flux chromosphérique ou l'élargissement Zeeman. Dans ce cas, la différence provient principalement du fait que la technique d'imagerie Zeeman-Doppler ne reconstruit que les grandes échelles du champ magnétique.

Une modulation rotationnelle des bissecteurs des profils LSD Stokes I a été mise en évidence pour le jeu de données de ξ Bootis A de l'hiver 2007/2008. Ceci a permis de conclure que les champs de vitesses convectifs ne sont pas homogènes à la surface de cette étoile.

Le nombre et la densité temporelle élevées des observations de ξ Boo A pour l'été 2010 par rapport aux autres étoiles de l'échantillon ont permis de mettre en évidence une évolution rapide de son champ magnétique sur une échelle de quelques semaines. Durant cet intervalle de temps, la topologie magnétique passe d'une configuration non-axisymétrique dominée par la composante poloïdale à une configuration axisymétrique dominée par la composante toroïdale. En revanche, de telles variations ne se retrouvent pas au niveau des

indicateurs indirects du champ magnétique, qui n'évoluent pas de manière significatives sur cet intervalle temporel.

Evolution du champ magnétique à long-terme

Une étude détaillée a été menée sur trois étoiles représentatives de la variabilité du champ magnétique à long-terme : ξ Bootis A, HD 190771 et HD 78366. Des renversements de polarité et/ou des comportements cycliques ont pu être mis en évidence pour ces trois cibles. Une étude de l'échantillon complet a également permis d'étudier quelles caractéristiques présentent les étoiles à comportements cycliques.

ξ Bootis A Tous les traceurs du champ magnétique de ξ Boo A montrent des variations significatives durant les 6 années de suivi de cette étoile. Une excellente corrélation a été notée entre les variations du flux chromosphérique dans les raies H du Ca II et la raie $H\alpha$ d'une part, les raies H du Ca II et la largeur de la raie du Fe I à 846.84 nm d'autre part. La géométrie complexe du champ magnétique de ξ Boo A peut être majoritairement axisymétrique et dominée par une composante toroïdale de forte intensité et de polarité négative, mais elle peut aussi être dominée par la composante poloïdale avec un champ d'intensité moindre. Le champ magnétique de ξ Boo A est également caractérisé par un taux de cisaillement de 5 à 10 fois le taux solaire avec une évolution rapide. D'une part, ce taux élevé suggère que l'intensité du champ magnétique de l'étoile est insuffisante pour réduire significativement l'intensité du cisaillement. D'autre part, l'évolution rapide de la rotation différentielle indique une probable rétroaction du champ sur les écoulements à grande échelle dans la zone convective.

L'évolution des valeurs des traceurs directs et de plusieurs traceurs indirects du champ magnétique, ainsi que le retour d'une même configuration de la topologie du champ de surface dans un intervalle de 3.5 à 5.3 ans semblent suggérer que ξ Boo A est soumise à un cycle magnétique. Ce cycle différerait cependant du cycle solaire car aucun renversement de polarité n'a été observé entre deux configurations magnétiques similaires. La durée d'un tel cycle serait par ailleurs compatible avec les résultats de précédentes études ([Oláh et al. 2009](#)). Des observations sur une fenêtre temporelle plus étendue seront nécessaires pour confirmer la présence d'un cycle pour cette étoile. Une densité plus importante des observations permettra aussi de vérifier qu'il ne se produit pas de renversement de polarité.

HD 190771 Le champ magnétique de HD 190771 est caractérisé par des variations rapides. En l'espace de 4 ans, trois renversements de polarité ont eu lieu, la configuration du champ a été dominée alternativement par les composantes toroïdale et poloïdale, et l'intensité du champ a varié significativement. Concernant les traceurs indirects, les évolutions des flux chromosphériques dans les raies de l'hydrogène et du calcium sont corrélées. En revanche, les fluctuations du flux dans le calcium et de la largeur de la raie du Fe I ne le sont pas (l'effet Zeeman étant probablement moins efficace car le champ est plus faible que dans le cas précédent). Malgré les multiples renversements de polarité, aucun cycle n'a pu être identifié : une même configuration magnétique n'est jamais retrouvée et les valeurs des traceurs indirects du champ magnétique ne présentent pas de variations similaires. La présence d'un compagnon de faible masse a été confirmé, mais il ne semble pas être responsable de l'évolution rapide du champ magnétique de surface de HD 190771. Comme pour ξ Boo A, des observations supplémentaires contribueront à mieux appréhender le comportement magnétique de cette étoile.

HD 78366 Le champ magnétique de HD 78366 a subi deux renversements de polarité sur un intervalle de 3 ans. Au bout de ces deux renversements, la même topologie magnétique

est retrouvée, et entre les deux la topologie se complexifie. Elle reste néanmoins toujours dominée par une forte composante poloïdale. Les deux flux chromosphériques (raie H du Ca II et raie $H\alpha$), qui présentent les mêmes variations, exhibent des valeurs similaires lorsque la géométrie du champ est la même, et des valeurs plus élevées lorsqu'elle est plus complexe. Ces observations suggèrent que HD 78366 est soumise à un cycle de 3 ans maximum, mais elles devront être complétées par d'autres suivis pour confirmer ou infirmer cette tendance. Par ailleurs, d'autres cycles plus longs (6 et 12 ans) ont déjà été dérivés à partir de données chromosphériques d'une précédente étude ([Baliunas et al. 1995](#)). Cette étoile pourrait donc connaître une superposition de cycles de différentes durées comme le Soleil.

Cycles des étoiles de type solaire L'observation de l'échantillon complet a permis de dégager des caractéristiques à l'apparition des comportements cycliques. Les cibles qui ont subi au minimum un renversement de polarité ont en commun une période de rotation au moins deux fois plus rapide que la période de rotation solaire et une masse supérieure à $1M_{\odot}$. Une période de rotation courte semble donc être un paramètre fondamental pour l'apparition de cycles rapides. La masse paraît également jouer un rôle, mais aucune conclusion définitive ne pourra être tirée avant d'avoir comblé le manque de l'échantillon en cibles de faible masse en rotation rapide. De futures observations de l'échantillon sont cruciales car elles nous donneront accès à l'évolution magnétique des étoiles de plus faible activité, et particulièrement des jumeaux solaires tels que 18 Sco et HD 9986 qui contribueront à déterminer comment de faibles écarts avec les paramètres fondamentaux du Soleil peuvent influencer les caractéristiques des cycles magnétiques. Plus généralement, un suivi régulier des cibles sur plus d'une dizaine d'années permettra de préciser la relation entre l'émergence/longueur des cycles et la masse/période de rotation des étoiles de type solaire.

Une perspective supplémentaire serait d'inclure l'âge des étoiles dans le plan masse/rotation pour étudier l'évolution de leur comportement magnétique au cours de leur vie sur la séquence principale dans un cube âge/masse/rotation. En parallèle, une étude plus précise (ie à plus petite échelle) de la topologie magnétique de surface pourrait être conduite en ajoutant dans le cube âge/masse/rotation des cibles avec des vitesses de rotation projetées sur la ligne de visée plus élevées. Combiné à des observations denses, ceci pourrait permettre de déterminer avec précision comment s'opèrent les renversements de polarité et s'ils sont organisés de la même façon que dans le cas solaire.

Enfin, une perspective plus large est l'observation des étoiles à d'autres longueurs d'onde, ainsi que la combinaison avec des données astérosismologiques pour pouvoir suivre simultanément les variations du champ magnétique de surface et les variations de la structure interne.



Traceurs pour l'échantillon complet

Cette annexe contient les traceurs du champ magnétique non-dérivés de l'imagerie Zeeman-Doppler (ie les deux indices d'activité chromosphérique basés sur les raies Ca II H et H α , la largeur de la raie du Fe I à 846.84 nm, le champ longitudinal, le velocity span et la vitesse radiale) pour les étoiles de l'échantillon qui ne sont pas détaillées dans les chapitres [3](#) et [4](#).

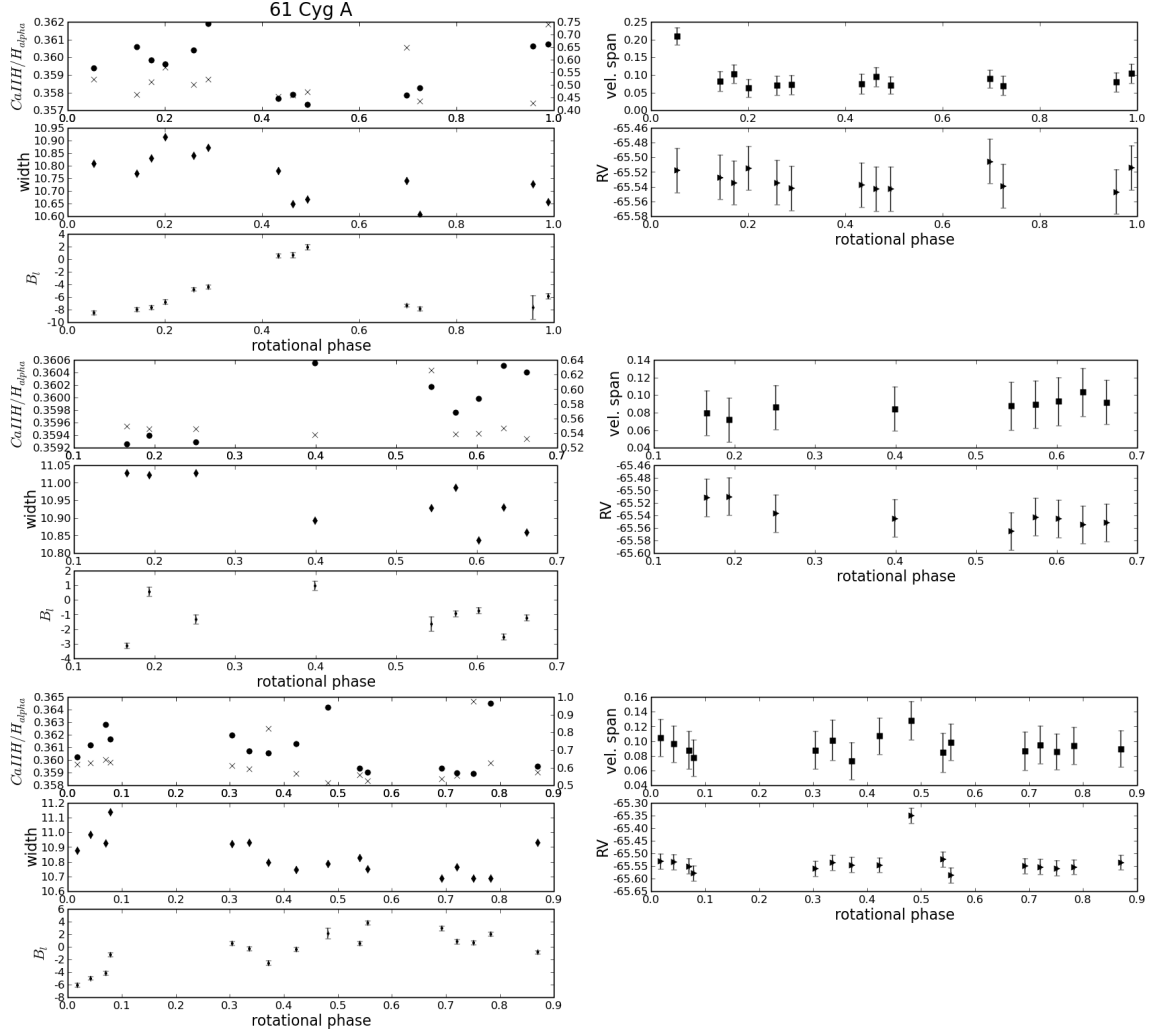


FIG. A.1 – Traceurs du champ magnétique de 61 Cygni A. Cette figure comprend 3 ensembles de 5 sous-figures, chaque ensemble correspondant à une époque d'observation (de haut en bas, 2007A, 2008A, et 2010A.). Pour chaque ensemble, les sous-figures de gauche représentent, de haut en bas, l'indice $N_{H\alpha}$ (cercles pleins et axe de gauche) et l'indice N_{CaIIH} (croix et axe de droite), les largeurs de la raie magnétique FeI@846.8404 (km.s^{-1}), le champ longitudinal B_l (Gauss). Les sous-figures de droite, de haut en bas, correspondent aux velocity spans (km.s^{-1}) et à la vitesse radiale (km.s^{-1}). Les barres d'erreur ne sont montrées que lorsqu'elles dépassent la taille des symboles.

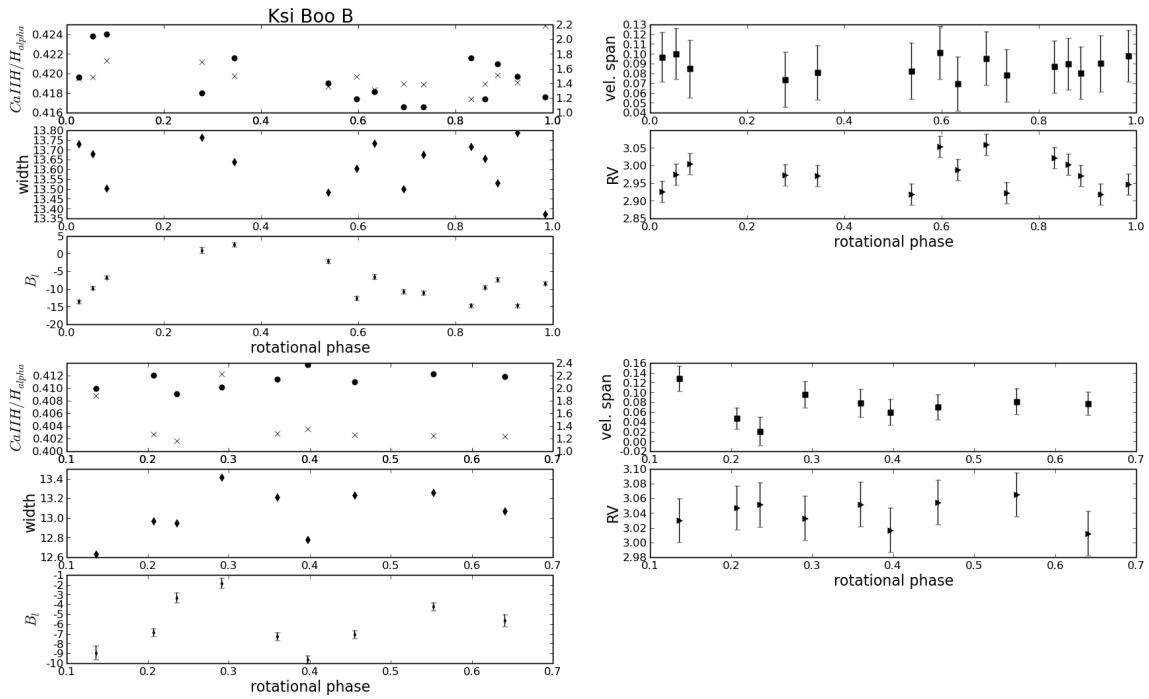


FIG. A.2 – Traceurs du champ magnétique de ξ Bootis B pour les campagnes d’observation de 2007B et 2010A (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

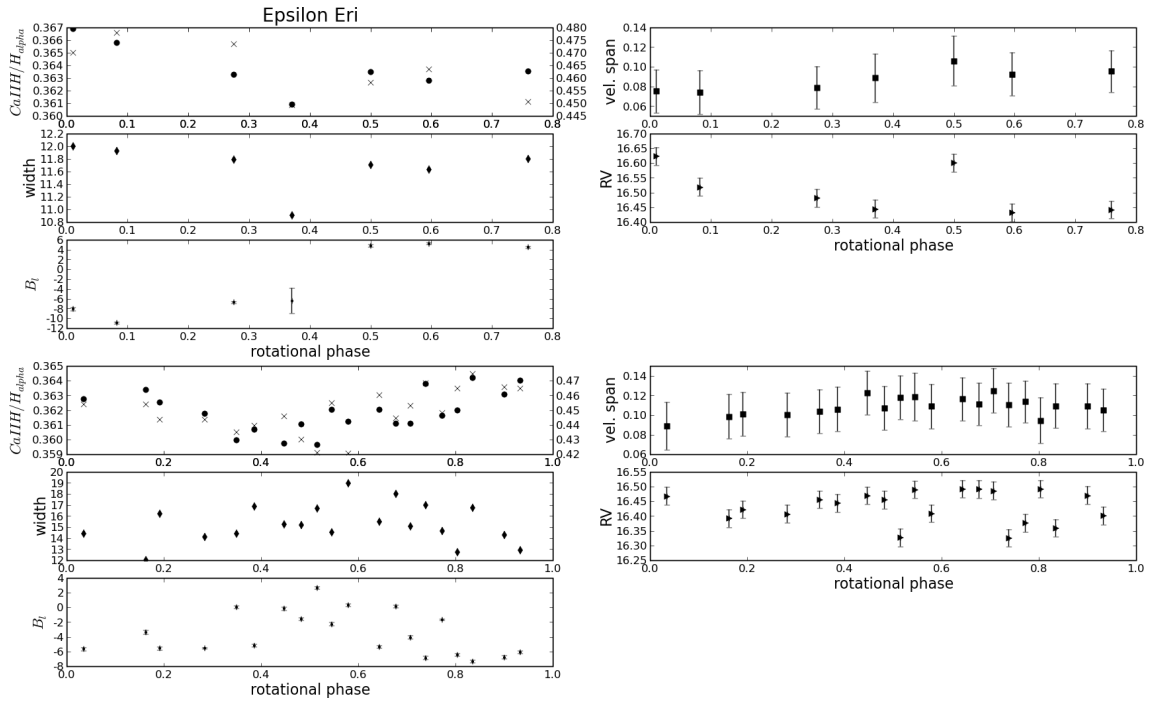


FIG. A.3 – Traceurs du champ magnétique de ϵ Eridani pour les campagnes d’observation de 2006B et 2007B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

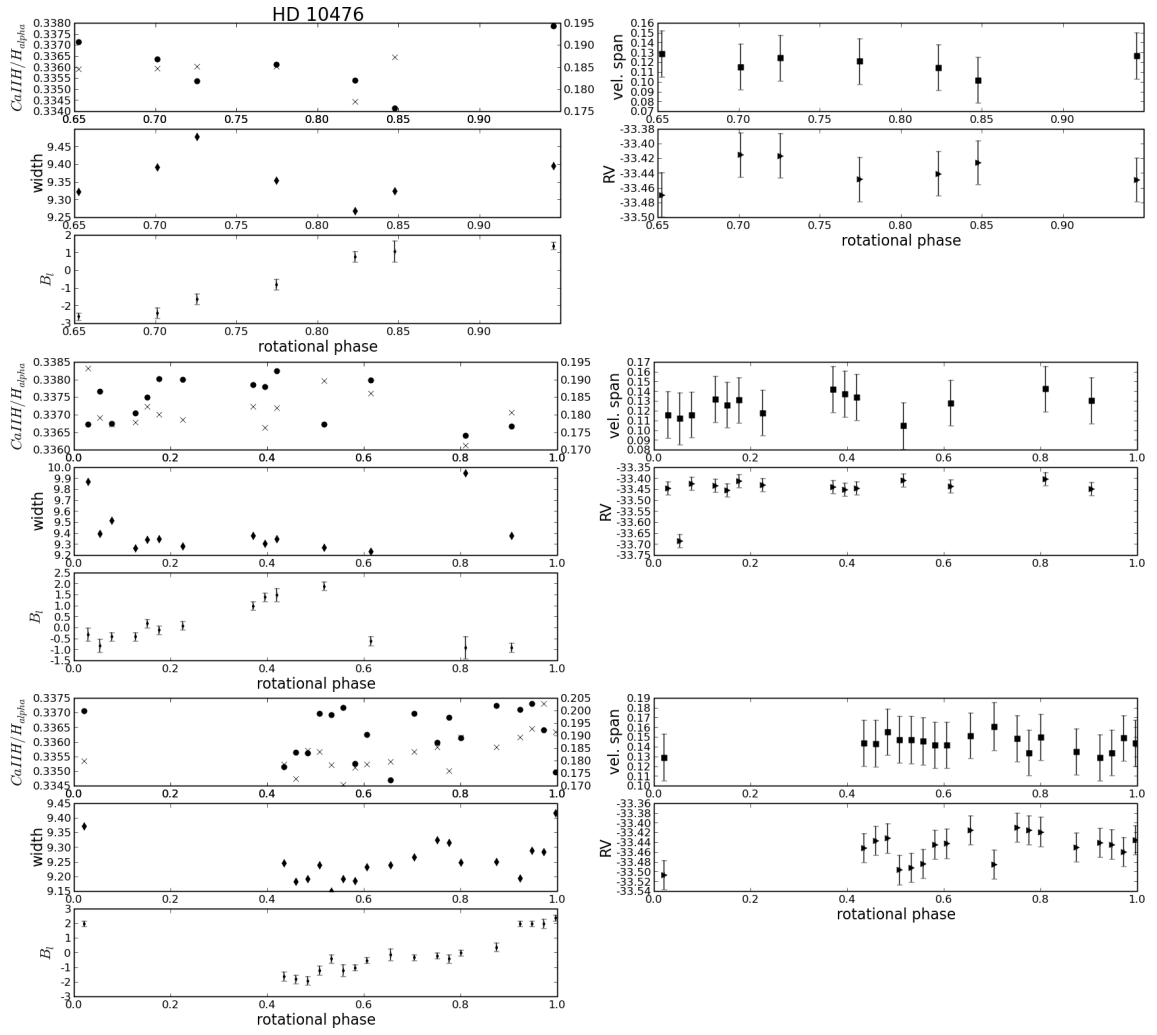


FIG. A.4 – Traceurs du champ magnétique de HD 10476 pour les campagnes d'observation de 2006B, 2007A et 2007B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

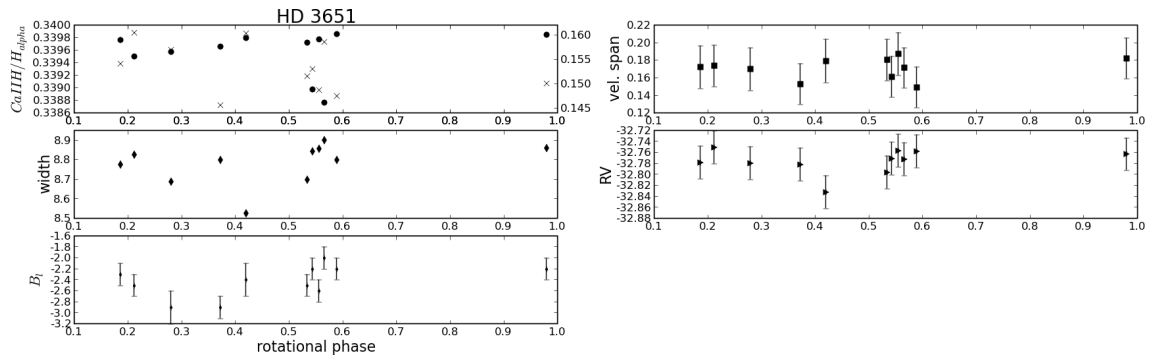


FIG. A.5 – Traceurs indirects du champ magnétique de HD 3651 pour la campagne d'observation de 2010A. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

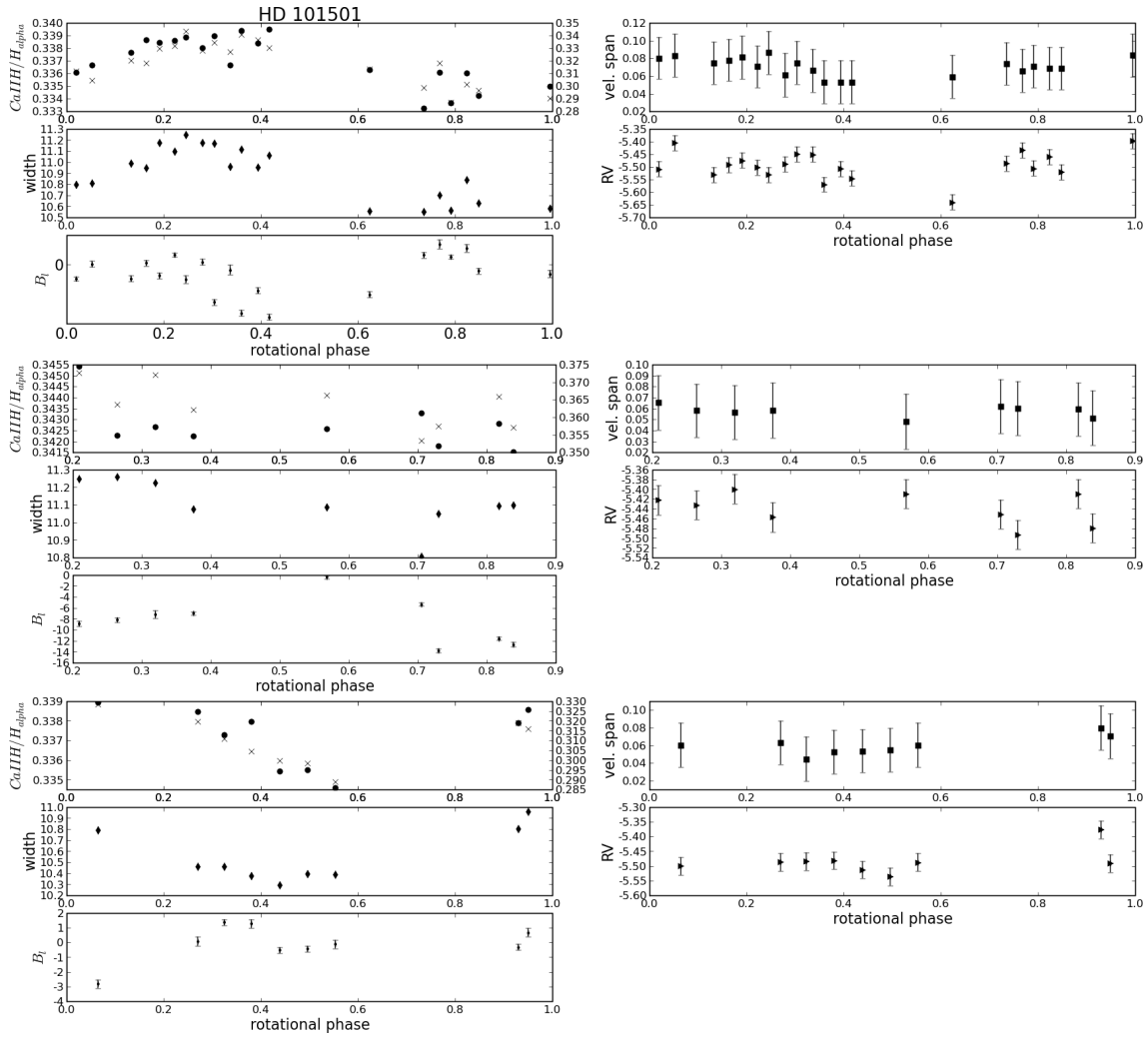


FIG. A.6 – Traceurs du champ magnétique de HD 101501 pour les campagnes d'observation de 2007B, 2009B et 2010B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

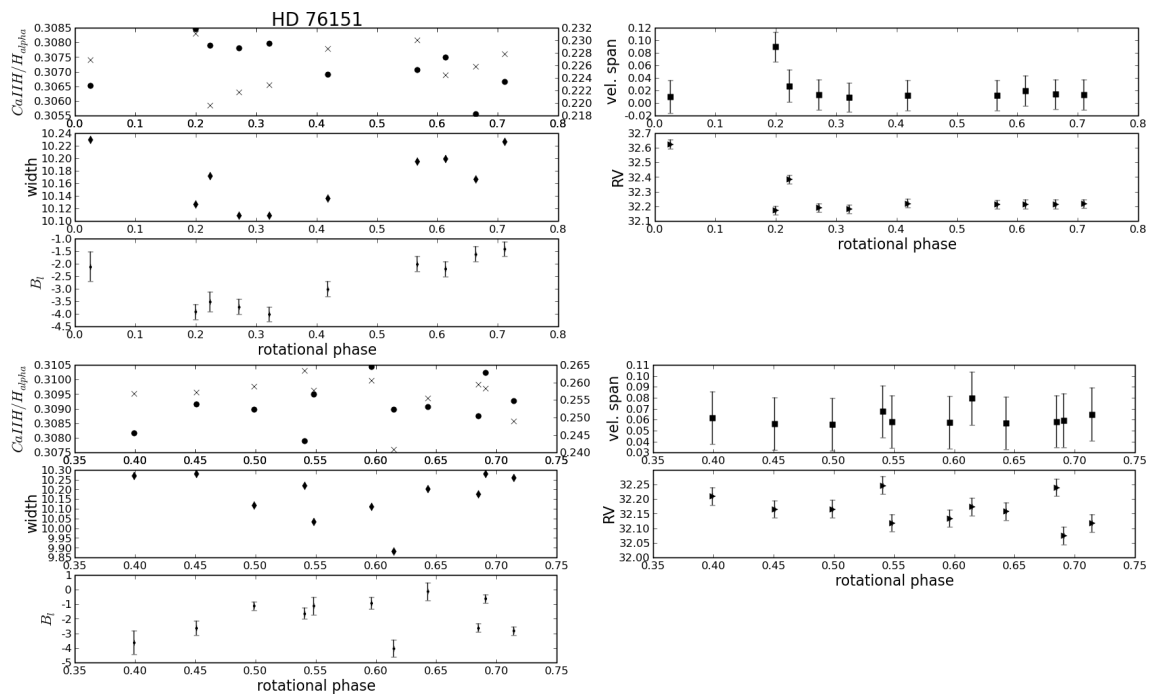


FIG. A.7 – Traceurs du champ magnétique de HD 76151 pour les campagnes d'observation de 2006B et 2009B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

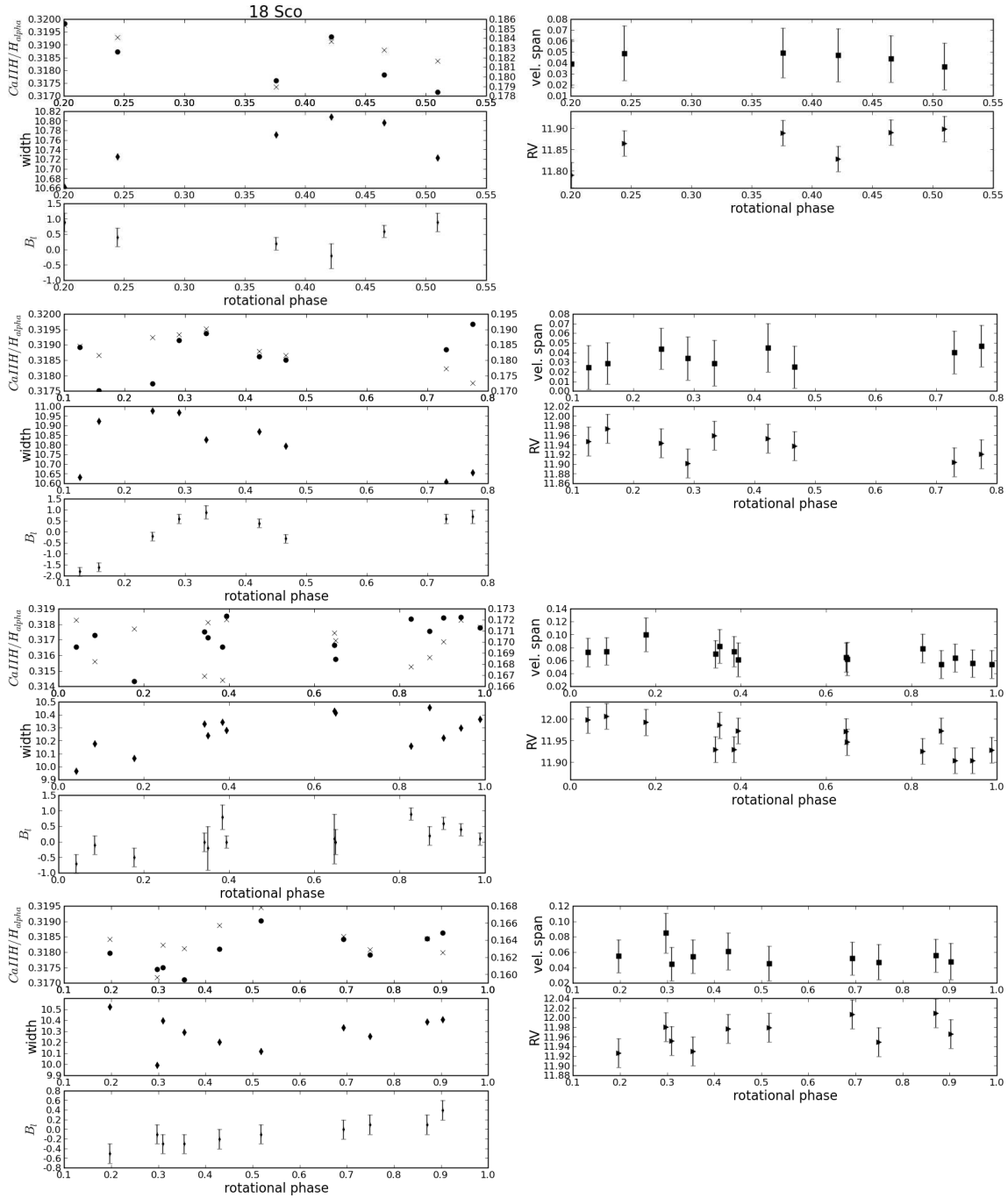


FIG. A.8 – Traceurs du champ magnétique de 18 Scorpis pour les campagnes d’observation de 2006B, 2007A, 2009A et 2010A (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

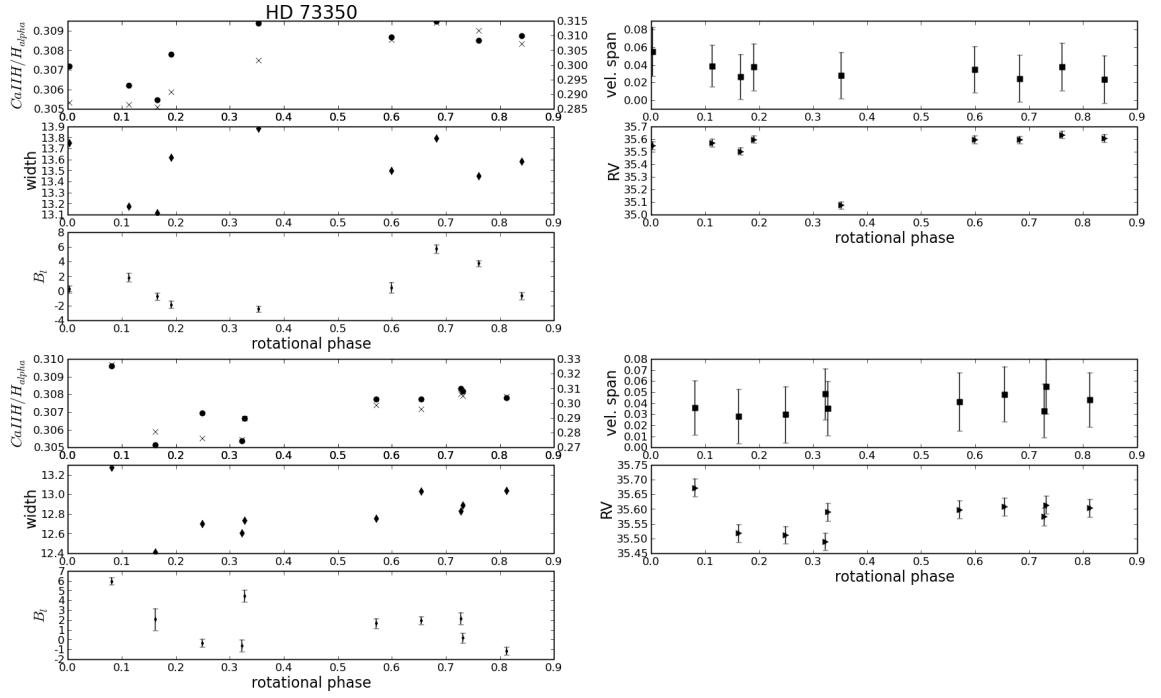


FIG. A.9 – Traceurs du champ magnétique de HD 73350 pour les campagnes d'observation de 2006B et 2010B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

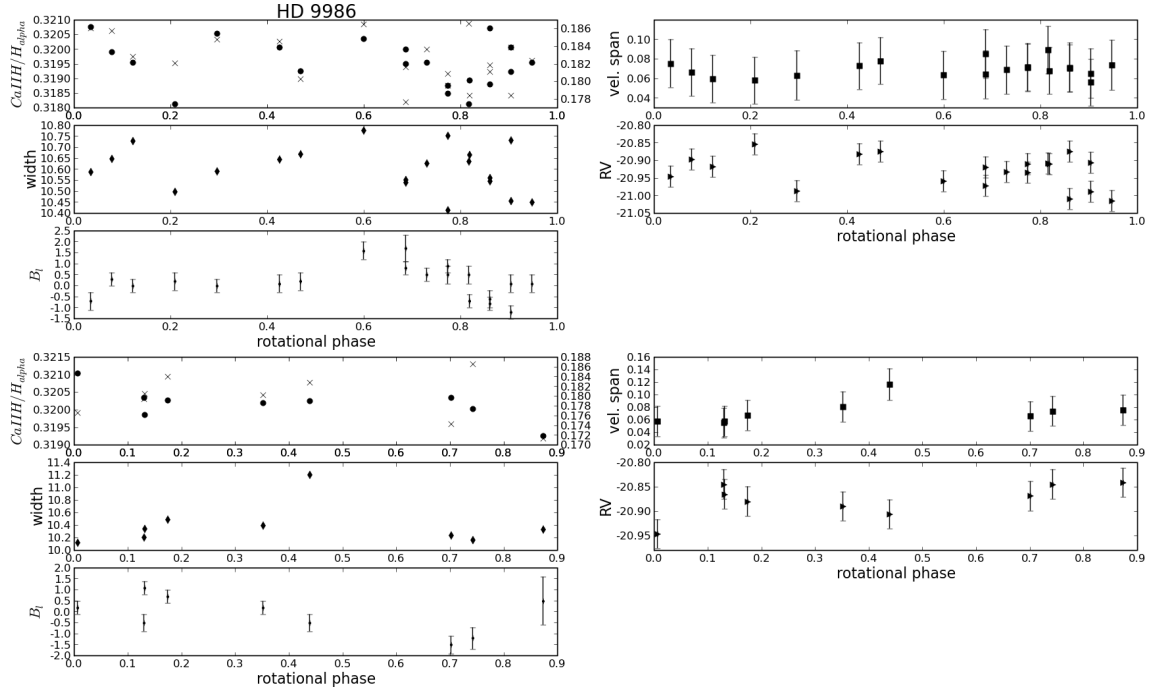


FIG. A.10 – Traceurs du champ magnétique de HD 9986 pour les campagnes d'observation de 2007B et 2010B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

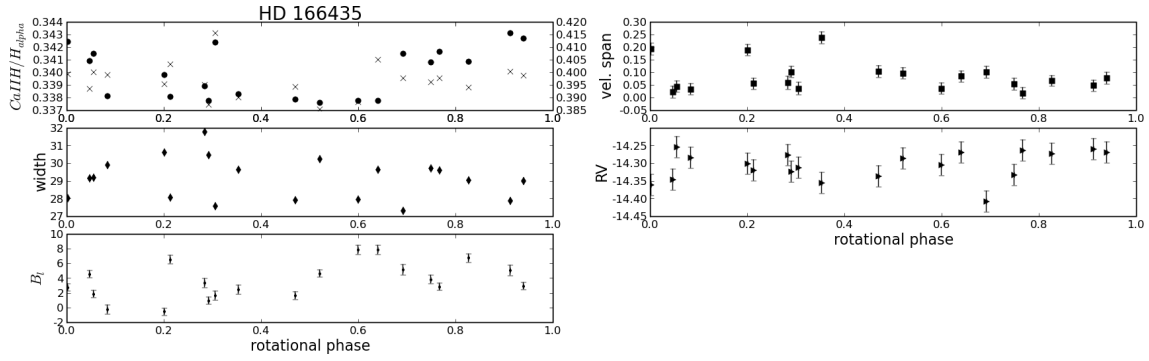


FIG. A.11 – Traceurs du champ magnétique de HD 166435 pour la campagne d'observation de 2010A. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

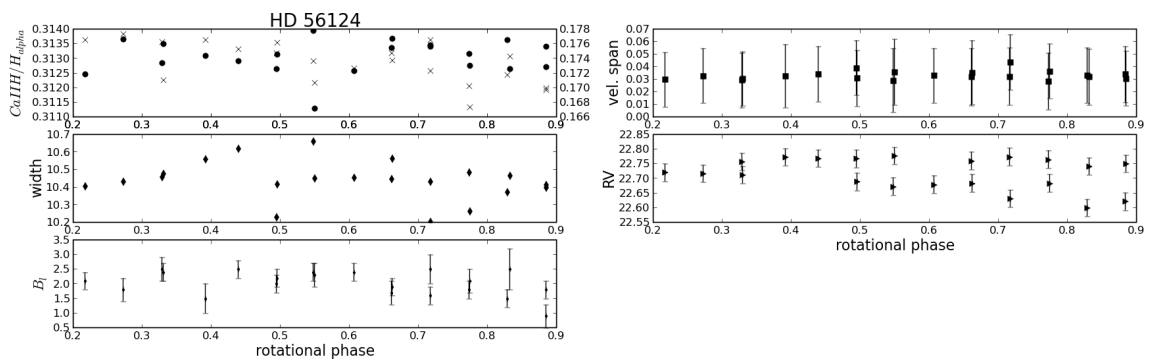


FIG. A.12 – Traceurs du champ magnétique de HD 56124 pour la campagne d'observation de 2007B. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

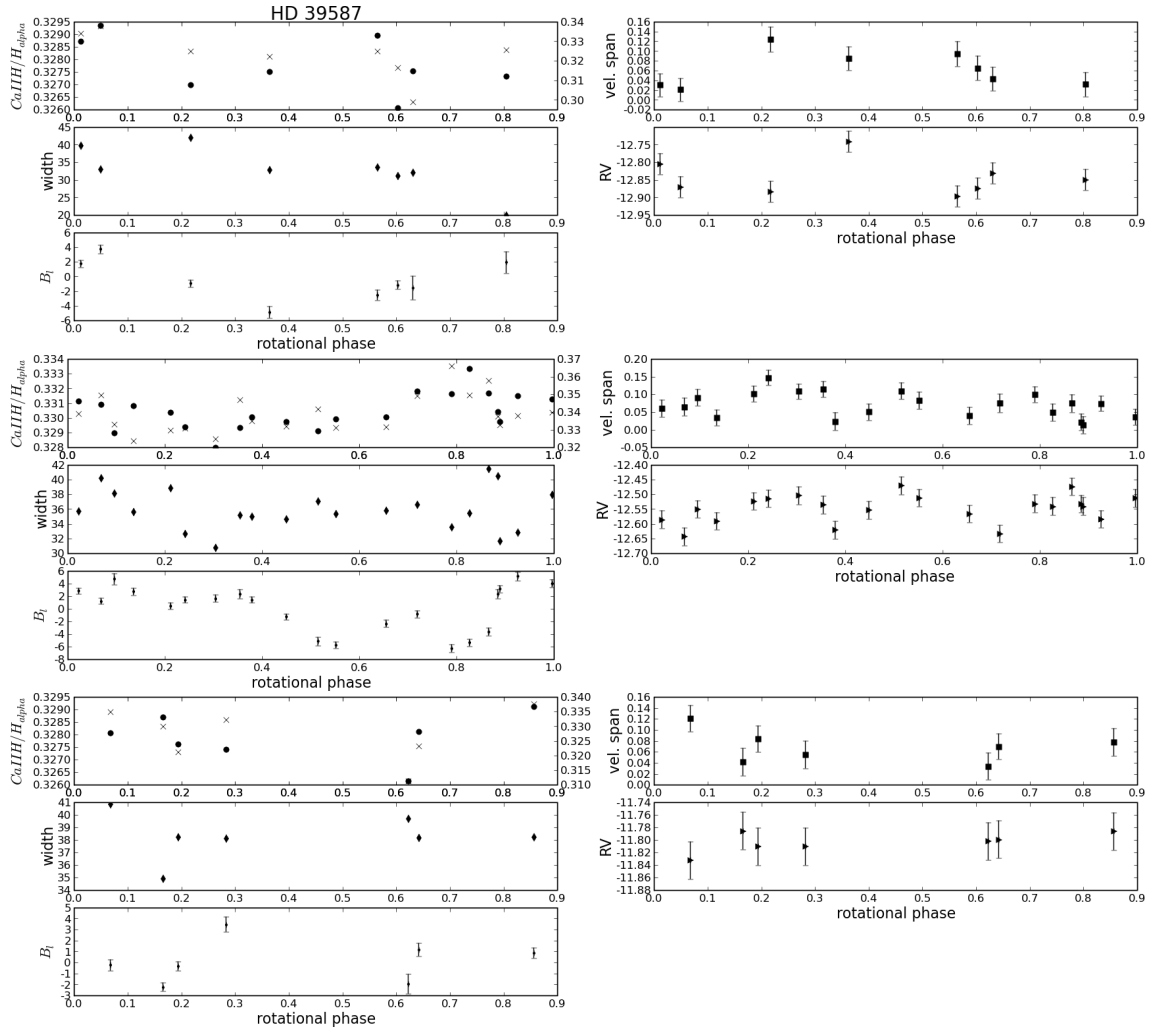


FIG. A.13 – Traceurs du champ magnétique de HD 39587 pour les campagnes d'observation de 2006B, 2007B et 2010B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

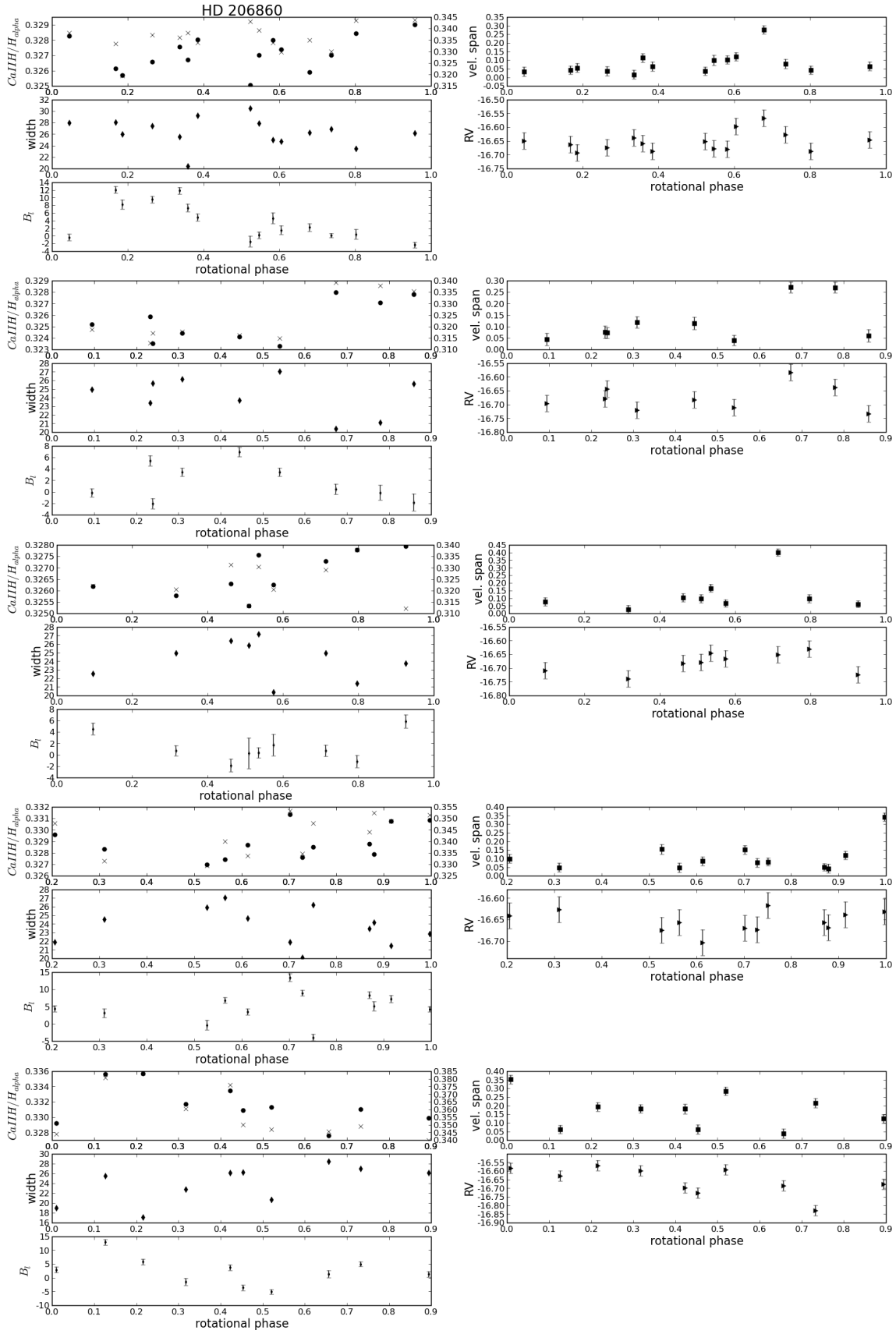


FIG. A.14 – Traceurs du champ magnétique de HD 206860 pour les campagnes d'observation de 2007A, 2008A, 2009A, 2010A et 2011A (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

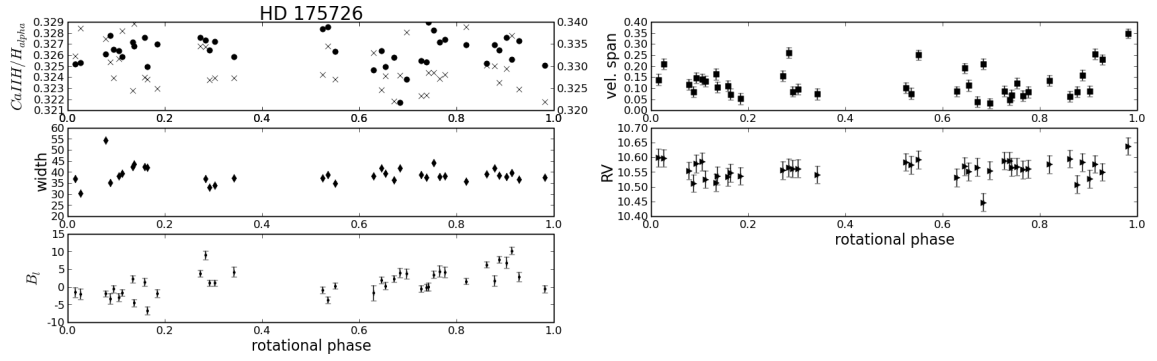


FIG. A.15 – Traceurs du champ magnétique de HD 175726 pour la campagne d'observation de 2008A. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

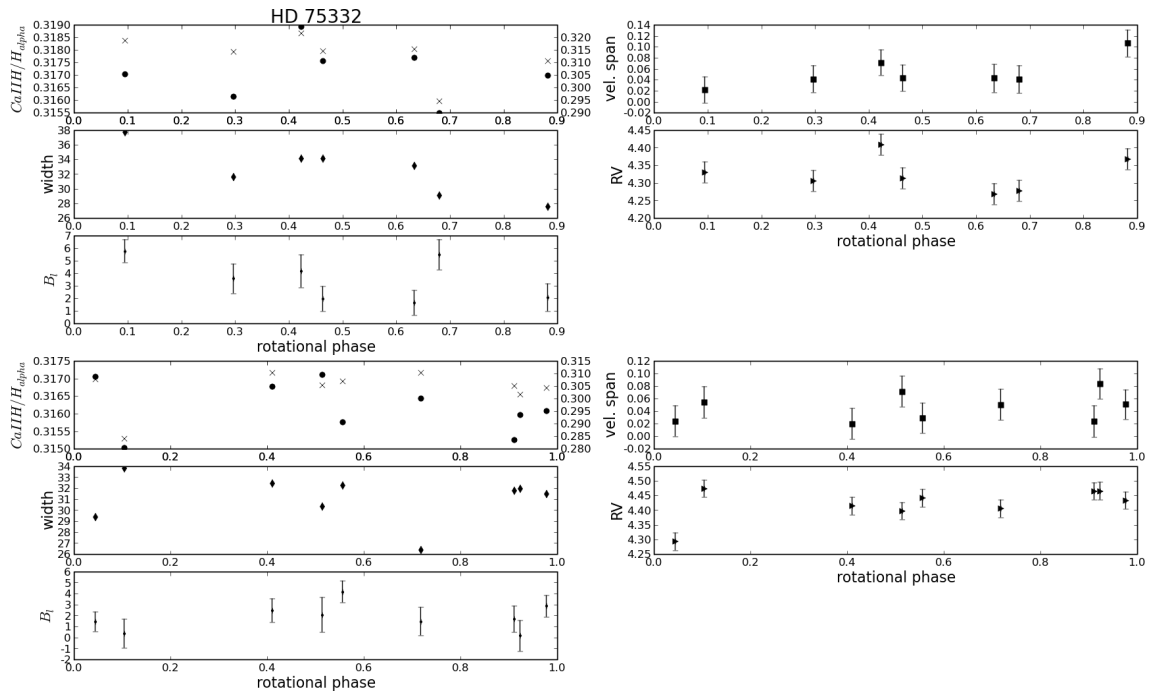


FIG. A.16 – Traceurs du champ magnétique de HD 75332 pour les campagnes d'observation de 2006B et 2009B (de haut en bas). Les conventions utilisées sont les mêmes que pour la figure A.1.

Liste des figures

1.1	Coupe schématique de l'intérieur solaire	10
1.2	Taux de rotation moyens à l'intérieur du Soleil	11
1.3	Surface solaire en CaK	12
1.4	Observation d'une tache solaire	13
1.5	Magnétogrammes photosphérique et chromosphérique	14
1.6	Couronne solaire lors d'une éclipse	15
1.7	Diagramme papillon	15
1.8	Magnétogramme du champ radial solaire	16
1.9	Variations d'indices d'activité solaire	17
1.10	Représentation schématique des paramètres de Stokes	19
1.11	Modélisation de cycles magnétiques	20
1.12	Variations des flux magnétique et chromosphérique pour κ Ceti	22
1.13	Suivi long-terme d'activité chromosphérique d'étoiles froides	23
1.14	Cycle de HD 49933	23
1.15	Elargissement Zeeman en lumière non-polarisée	24
1.16	Renversement de polarité sur τ Bootis	25
1.17	Vide de Vaughan-Preston	26
1.18	Relation entre rotation et composante poloïdale	27
1.19	Relation entre P_{rot} et P_{cyc}	28
1.20	Relation entre rotation différentielle et taux de rotation	29
2.1	Mesure de l'effet Zeeman dans une tâche solaire	32
2.2	Effet Zeeman sur les niveaux d'énergie et un spectre	33
2.3	Polarisation de la lumière par les composantes Zeeman	34
2.4	Représentation schématique des paramètres de Stokes	35
2.5	Schéma fonctionnel du polarimètre	36
2.6	Profils Stokes V de ξ Boo A été 2007	38
2.7	Série temporelle et spectre dynamique	41
2.8	Topologie magnétique de surface de ξ Boo A	41
2.9	Carte de B dans l'espace des paramètres	42
2.10	Profils Stokes V de ξ Boo A été 2011	43
2.11	Raie du Ca II H	46
2.12	Effet de la rotation sur un spectre stellaire	47
2.13	Bandes passantes autour de la raie du CaII H et du continu	48
2.14	Valeurs d'indices chromosphériques	48
2.15	Profil de température dans la chromosphère	49
2.16	Effet de la granulation sur les raies	51
2.17	Construction d'un bissecteur	52
2.18	Echantillon dans le diagramme HR	53
2.19	Echantillon dans le plan masse/rotation	54
3.1	Traceurs d'activité pour ξ Bootis A	60
3.2	Traceurs d'activité pour ξ Bootis A	61

3.3	Traceurs d'activité pour HD 190771	62
3.4	Traceurs d'activité pour HD 78366	63
3.5	Bissecteurs en fonction de la phase de rotation	63
3.6	Bissecteurs en fonction de la longueur d'onde	64
3.7	Cartes de champ pour ξ Boo A été 2010	65
4.1	Cartes de champ pour ξ Boo A (1 ^{ère} partie)	69
4.2	Cartes de champ pour ξ Boo A (2 ^{nde} partie)	70
4.3	Corrélations entre N_{CaIIH} , $N_{H\alpha}$ et largeurs pour ξ Boo A	73
4.4	Evolution à long-terme de l'activité de ξ Boo A	74
4.5	Recherche de période pour ξ Bootis A	75
4.6	Cartes de champ pour HD 190771	76
4.7	Evolution à long-terme de l'activité de HD 190771	79
4.8	Profils Stokes V de HD 190771 pour l'été 2007 et l'été 2008	80
4.9	Relations entre N_{CaIIH} , $N_{H\alpha}$ et largeurs pour HD 190771	81
4.10	Cartes de champ pour HD 78366	85
4.11	Corrélations entre N_{CaIIH} , $N_{H\alpha}$ et largeurs pour HD 78366	86
4.12	Comportements cycliques dans le plan masse/rotation	87
5.1	Activité chromosphérique vs. nombre de Rossby	91
5.2	Champ longitudinal vs. nombre de Rossby	92
5.3	Module du champ moyen vs. nombre de Rossby	93
5.4	Fraction d'énergie dans la composante toroidale vs. nombre de Rossby	93
5.5	Taux de rotation différentielle vs. température	94
A.1	Traceurs pour 61 Cyg A	100
A.2	Traceurs pour ξ Boo B	101
A.3	Traceurs pour ϵ Eri	101
A.4	Traceurs pour HD 10476	102
A.5	Traceurs indirects pour HD 3651	102
A.6	Traceurs pour HD 101501	103
A.7	Traceurs pour HD 76151	104
A.8	Traceurs pour 18 Sco	105
A.9	Traceurs pour HD 73350	106
A.10	Traceurs pour HD 9986	106
A.11	Traceurs pour HD 166435	107
A.12	Traceurs pour HD 56124	107
A.13	Traceurs pour HD 39587	108
A.14	Traceurs pour HD 206860	109
A.15	Traceurs pour HD 175726	110
A.16	Traceurs pour HD 75332	110

Liste des tables

2.1	Paramètres fondamentaux de l'échantillon	55
2.2	Observations NARVAL	56
3.1	Quantités magnétiques pour ξ Boo A	66
3.2	Traceurs d'activité pour ξ Bootis A	66
4.1	Quantités magnétiques pour ξ Boo A	71
4.2	Traceurs d'activité pour ξ Bootis A	71
4.3	Quantités magnétiques pour HD 190771	77
4.4	Traceurs d'activité pour HD 190771	77
4.5	Quantités magnétiques pour HD 78366	83
4.6	Traceurs d'activité pour HD 78366	83
5.1	Ro , B_{mean} , énergie dans la composante poloïdale, $\log(R'_{HK})$, $ B_l^{\max} $ et $d\Omega$ pour l'échantillon	90

Bibliographie

- AFFER, L., MICELA, G., MOREL, T., SANZ-FORCADA, J. & FAVATA, F. 2005 Spectroscopic determination of photospheric parameters and chemical abundances of 6 K-type stars. *A&A* **433**, 647–658.
- BABCOCK, H. W. 1947 Zeeman Effect in Stellar Spectra. *ApJ* **105**, 105–+.
- BABCOCK, H. W. 1961 The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. *ApJ* **133**, 572–+.
- BABCOCK, H. W. & BABCOCK, H. D. 1955 The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. *ApJ* **121**, 349–+.
- BACKMAN, D., MARENGO, M., STAPELFELDT, K., SU, K., WILNER, D., DOWELL, C. D., WATSON, D., STANSBERRY, J., RIEKE, G., MEGEATH, T., FAZIO, G. & WERNER, M. 2009 Epsilon Eridani's Planetary Debris Disk : Structure and Dynamics Based on Spitzer and Caltech Submillimeter Observatory Observations. *ApJ* **690**, 1522–1538. [arXiv:0810.4564](https://arxiv.org/abs/0810.4564).
- BALIUNAS, S., FRICK, P., MOSS, D., POPOVA, E., SOKOLOFF, D. & SOON, W. 2006 Anharmonic and standing dynamo waves : theory and observation of stellar magnetic activity. *MNRAS* **365**, 181–190.
- BALIUNAS, S. L., DONAHUE, R. A., SOON, W. & HENRY, G. W. 1998 Activity Cycles in Lower Main Sequence and POST Main Sequence Stars : The HK Project. In *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 154, pp. 153–+.
- 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 Chromospheric variations in main-sequence stars. *ApJ* **438**, 269–287.
- BALIUNAS, S. L., HENRY, G. W., DONAHUE, R. A., FEKEL, F. C. & SOON, W. H. 1997 Properties of Sun-like Stars with Planets : rho 1 Cancri, tau Bootis, and upsilon Andromedae. *ApJ* **474**, L119.
- BARNES, J. R., COLLIER CAMERON, A., DONATI, J.-F., JAMES, D. J., MARSDEN, S. C. & PETIT, P. 2005 The dependence of differential rotation on temperature and rotation. *MNRAS* **357**, L1–L5. [arXiv:astro-ph/0410575](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410575).

- BECK, J. G. 2000 A comparison of differential rotation measurements - (Invited Review). *Sol. Phys.* **191**, 47–70.
- BECK, J. G., DUVAL, T. L. & SCHERRER, P. H. 1998 Long-lived giant cells detected at the surface of the Sun. *Nature* **394**, 653–655.
- BOISSE, I., MOUTOU, C., VIDAL-MADJAR, A., BOUCHY, F., PONT, F., HÉBRARD, G., BONFILS, X., CROLL, B., DELFOSSE, X., DESORT, M., FORVEILLE, T., LAGRANGE, A.-M., LOEILLET, B., LOVIS, C., MATTHEWS, J. M., MAYOR, M., PEPE, F., PERRIER, C., QUELOZ, D., ROWE, J. F., SANTOS, N. C., SÉGRANSAN, D. & UDRY, S. 2009 Stellar activity of planetary host star HD 189 733. *A&A* **495**, 959–966. [arXiv:0811.3923](#).
- BROWN, B. P., BROWNING, M. K., BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2008 Rapidly Rotating Suns and Active Nests of Convection. *ApJ* **689**, 1354–1372. [arXiv:0808.1716](#).
- BROWN, B. P., BROWNING, M. K., BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2010 Persistent Magnetic Wreaths in a Rapidly Rotating Sun. *ApJ* **711**, 424–438. [arXiv:1011.2831](#).
- BROWN, B. P., MIESCH, M. S., BROWNING, M. K., BRUN, A. S. & TOOMRE, J. 2011 Magnetic Cycles in a Convective Dynamo Simulation of a Young Solar-type Star. *ApJ* **731**, 69–+. [arXiv:1102.1993](#).
- BROWNING, M. K. 2008 Simulations of Dynamo Action in Fully Convective Stars. *ApJ* **676**, 1262–1280. [arXiv:0712.1603](#).
- BRUN, A. S., BROWNING, M. K. & TOOMRE, J. 2005 Simulations of Core Convection in Rotating A-Type Stars : Magnetic Dynamo Action. *ApJ* **629**, 461–481. [arXiv:arXiv:astro-ph/0610072](#).
- BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2004 Global-Scale Turbulent Convection and Magnetic Dynamo Action in the Solar Envelope. *ApJ* **614**, 1073–1098. [arXiv:arXiv:astro-ph/0610073](#).
- BRUN, A. S. & ZAHN, J.-P. 2006 Magnetic confinement of the solar tachocline. *A&A* **457**, 665–674. [arXiv:arXiv:astro-ph/0610069](#).
- CAMPBELL, B., WALKER, G. A. H. & YANG, S. 1988 A search for substellar companions to solar-type stars. *ApJ* **331**, 902–921.
- CARRINGTON, R. C. 1860 On two cases of Solar Spots in High Latitudes, and on the Surface Currents indicated by the Observations. *MNRAS* **20**, 254.
- CATTANEO, F. 1999 On the Origin of Magnetic Fields in the Quiet Photosphere. *ApJ* **515**, L39–L42.
- CHAPMAN, G. A. & KLABUNDE, D. P. 1982 Measurements of the limb darkening of faculae near the solar limb. *ApJ* **261**, 387–395.
- CHARBONNEAU, P. 2005 Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics* **2**, 2–+.
- CHARBONNEAU, P., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., HENNING, R., LARSEN, R. M., SCHOU, J., THOMPSON, M. J. & TOMCZYK, S. 1999 Helioseismic Constraints on the Structure of the Solar Tachocline. *ApJ* **527**, 445–460.

- CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., DAPPEN, W., AJUKOV, S. V., ANDERSON, E. R., ANTIA, H. M., BASU, S., BATURIN, V. A., BERTHOMIEU, G., CHABOYER, B., CHITRE, S. M., COX, A. N., DEMARQUE, P., DONATOWICZ, J., DZIEMBOWSKI, W. A., GABRIEL, M., GOUGH, D. O., GUENTHER, D. B., GUZIK, J. A., HARVEY, J. W., HILL, F., HOUDEK, G., IGLESIAS, C. A., KOSOVICHEV, A. G., LEIBACHER, J. W., MOREL, P., PROFFITT, C. R., PROVOST, J., REITER, J., RHODES, JR., E. J., ROGERS, F. J., ROXBURGH, I. W., THOMPSON, M. J. & ULRICH, R. K. 1996 The Current State of Solar Modeling. *Science* **272**, 1286–1292.
- CINCUNEGUI, C., DÍAZ, R. F. & MAUAS, P. J. D. 2007 H α and the Ca II H and K lines as activity proxies for late-type stars. *A&A* **469**, 309–317. [arXiv:arXiv:astro-ph/0703511](#).
- CLARET, A. 2004 A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. Sloan filters : Calculations for $-5.0 \leq \log [M/H] \leq +1$, $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50\,000 \text{ K}$ at several surface gravities. *A&A* **428**, 1001–1005.
- DAVIDSON, P. A. 2001 *An Introduction to Magnetohydrodynamics*.
- DE MOIDREY, P. J. 1904 Mémoires et observations. Observations anciennes de taches solaires en Chine. *Bulletin Astronomique, Serie I* **21**, 59–69.
- DIKPATI, M. & GILMAN, P. A. 2006 Simulating and Predicting Solar Cycles Using a Flux-Transport Dynamo. *ApJ* **649**, 498–514.
- DO NASCIMENTO, J. D., DA COSTA, J. S. & DE MEDEIROS, J. R. 2010 Rotation and lithium abundance of solar-analog stars. Theoretical analysis of observations. *A&A* **519**, A101. [arXiv:1006.3861](#).
- DONATI, J.-F. & BROWN, S. F. 1997 Zeeman-Doppler imaging of active stars. V. Sensitivity of maximum entropy magnetic maps to field orientation. *A&A* **326**, 1135–1142.
- DONATI, J.-F., BROWN, S. F., SEMEL, M., REES, D. E., DEMPSEY, R. C., MATTHEWS, J. M., HENRY, G. W. & HALL, D. S. 1992 Photospheric imaging of the RS CVn system HR 1099. *A&A* **265**, 682–700.
- DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 1997 Differential rotation and magnetic polarity patterns on AB Doradus. *MNRAS* **291**, 1–19.
- DONATI, J.-F., COLLIER CAMERON, A. & PETIT, P. 2003 Temporal fluctuations in the differential rotation of cool active stars. *MNRAS* **345**, 1187–1199. [arXiv:arXiv:astro-ph/0307448](#).
- DONATI, J.-F., HOWARTH, I. D., JARDINE, M. M., PETIT, P., CATALA, C., LANDSTREET, J. D., BOURET, J.-C., ALECIA, E., BARNES, J. R., FORVEILLE, T., PALETOU, F. & MANSET, N. 2006 The surprising magnetic topology of τ Sco : fossil remnant or dynamo output ? *MNRAS* **370**, 629–644. [arXiv:arXiv:astro-ph/0606156](#).
- DONATI, J.-F., SEMEL, M., CARTER, B. D., REES, D. E. & COLLIER CAMERON, A. 1997 Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS* **291**, 658–+.
- DONATI, J.-F., SKELLY, M. B., BOUVIER, J., JARDINE, M. M., GREGORY, S. G., MORIN, J., HUSSAIN, G. A. J., DOUGADOS, C., MÉNARD, F. & UNRUH, Y. 2010 Complex magnetic topology and strong differential rotation on the low-mass T Tauri star V2247 Oph. *MNRAS* **402**, 1426–1436. [arXiv:0911.1080](#).
- DRAVINS, D. 1987 Stellar Granulation - Part Two - Stellar Photospheric Line Asymmetries. *A&A* **172**, 211–+.

- D'SILVA, S. & CHOUDHURI, A. R. 1993 A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions. *A&A* **272**, 621–+.
- DUNCAN, D. K., VAUGHAN, A. H., WILSON, O. C., PRESTON, G. W., FRAZER, J., LANNING, H., MISCH, A., MUELLER, J., SOYUMER, D., WOODARD, L., BALIUNAS, S. L., NOYES, R. W., HARTMANN, L. W., PORTER, A., ZWAAN, C., MIDDELKOOP, F., RUTTEN, R. G. M. & MIHALAS, D. 1991 CA II H and K measurements made at Mount Wilson Observatory, 1966–1983. *ApJS* **76**, 383–430.
- DURNEY, B. R., MIHALAS, D. & ROBINSON, R. D. 1981 A preliminary interpretation of stellar chromospheric CA II emission variations within the framework of stellar dynamo theory. *PASP* **93**, 537–543.
- EDDY, J. A. 1976 The Maunder Minimum. *Science* **192**, 1189–1202.
- FARES, R., DONATI, J.-F., MOUTOU, C., BOHLENDER, D., CATALA, C., DELEUIL, M., SHKOLNIK, E., COLLIER CAMERON, A., JARDINE, M. M. & WALKER, G. A. H. 2009 Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis - II. A second magnetic polarity reversal. *MNRAS* **398**, 1383–1391. [arXiv:0906.4515](#).
- FERNANDES, J., LEBRETON, Y., BAGLIN, A. & MOREL, P. 1998 Fundamental stellar parameters for nearby visual binary stars : eta Cas, XI Boo, 70 OPH and 85 Peg. Helium abundance, age and mixing length parameter for low mass stars. *A&A* **338**, 455–464.
- GARCÍA, R. A., MATHUR, S., SALABERT, D., BALLOT, J., RÉGULO, C., METCALFE, T. S. & BAGLIN, A. 2010 CoRoT Reveals a Magnetic Activity Cycle in a Sun-Like Star. *Science* **329**, 1032–. [arXiv:1008.4399](#).
- GHIZARU, M., CHARBONNEAU, P. & SMOLARKIEWICZ, P. K. 2010 Magnetic Cycles in Global Large-eddy Simulations of Solar Convection. *ApJ* **715**, L133–L137.
- GILES, P. M., DUVAL, T. L., SCHERRER, P. H. & BOGART, R. S. 1997 A subsurface flow of material from the Sun's equator to its poles. *Nature* **390**, 52–54.
- GILMAN, P. A. 1980 Differential rotation in stars with convection zones. In *IAU Colloq. 51 : Stellar Turbulence* (ed. D. F. Gray & J. L. Linsky), *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 114, pp. 19–37.
- GIZIS, J. E., REID, I. N. & HAWLEY, S. L. 2002 The Palomar/MSU Nearby Star Spectroscopic Survey. III. Chromospheric Activity, M Dwarf Ages, and the Local Star Formation History. *AJ* **123**, 3356–3369. [arXiv:arXiv:astro-ph/0203499](#).
- GLEISSBERG, W. 1939 A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers. *The Observatory* **62**, 158–159.
- GOMEZ, D. O., DMITRUK, P. A. & MILANO, L. J. 2000 Recent theoretical results on coronal heating. *Sol. Phys.* **195**, 299–318.
- GOUGH, D. 2007 An introduction to the solar tachocline. In *The Solar Tachocline* (ed. D. W. Hughes, R. Rosner, & N. O. Weiss), p. 3.
- GOUGH, D. O., KOSOVICHEV, A. G., TOOMRE, J., ANDERSON, E., ANTIA, H. M., BASU, S., CHABOYER, B., CHITRE, S. M., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., DZIEMBOWSKI, W. A., EFF-DARWICH, A., ELLIOTT, J. R., GILES, P. M., GOODE, P. R., GUZIK, J. A., HARVEY, J. W., HILL, F., LEIBACHER, J. W., MONTEIRO, M. J. P. F. G., RICHARD, O., SEKII, T., SHIBAHASHI, H., TAKATA, M., THOMPSON, M. J., VAUCLAIR, S. & VORONTSOV, S. V. 1996 The Seismic Structure of the Sun. *Science* **272**, 1296–1300.

- GRAY, D. F. 1980 Measurements of spectral line asymmetries for Arcturus and the sun. *ApJ* **235**, 508–514.
- GRAY, D. F. 1981 Asymmetries in the spectral lines of Procyon. *ApJ* **251**, 583–+.
- GRAY, D. F. 1982 Observations of spectral line asymmetries and convective velocities in F, G, and K stars. *ApJ* **255**, 200–209.
- GRAY, D. F. 1984 Measurements of rotation and turbulence in F, G, and K dwarfs. *ApJ* **281**, 719–722.
- GRAY, D. F. 1988 *Lectures on spectral-line analysis : F, G, and K stars*.
- GRAY, D. F. 2005 *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*.
- GREAVES, J. S., HOLLAND, W. S., WYATT, M. C., DENT, W. R. F., ROBSON, E. I., COULSON, I. M., JENNESS, T., MORIARTY-SCHIEVEN, G. H., DAVIS, G. R., BUTNER, H. M., GEAR, W. K., DOMINIK, C. & WALKER, H. J. 2005 Structure in the ϵ Eridani Debris Disk. *ApJ* **619**, L187–L190.
- HALE, G. E. 1908 On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *ApJ* **28**, 315–+.
- HALE, G. E., ELLERMAN, F., NICHOLSON, S. B. & JOY, A. H. 1919 The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *ApJ* **49**, 153–+.
- HALE, G. E. & FOX, P. 1908 *The rotation period of the sun as determined from the motions of the calcium flocculi*.
- HARTMANN, L., SODERBLOM, D. R., NOYES, R. W., BURNHAM, N. & VAUGHAN, A. H. 1984 An analysis of the Vaughan-Preston survey of chromospheric emission. *ApJ* **276**, 254–265.
- HARVEY, K. L., JONES, H. P., SCHRIJVER, C. J. & PENN, M. J. 1999 Does Magnetic Flux Submerge at Flux Cancellation Sites? *Sol. Phys.* **190**, 35–44.
- HATZES, A. P., COCHRAN, W. D., MCARTHUR, B., BALIUNAS, S. L., WALKER, G. A. H., CAMPBELL, B., IRWIN, A. W., YANG, S., KÜRSTER, M., ENDL, M., ELS, S., BUTLER, R. P. & MARCY, G. W. 2000 Evidence for a Long-Period Planet Orbiting ϵ Eridani. *ApJ* **544**, L145–L148. [arXiv:arXiv:astro-ph/0009423](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009423).
- HEMPELMANN, A., ROBRADÉ, J., SCHMITT, J. H. M. M., FAVATA, F., BALIUNAS, S. L. & HALL, J. C. 2006 Coronal activity cycles in 61 Cygni. *A&A* **460**, 261–267.
- HENRY, G. W., BALIUNAS, S. L., DONAHUE, R. A., SOON, W. H. & SAAR, S. H. 1997 Properties of Sun-like Stars with Planets : 51 Pegasi, 47 Ursae Majoris, 70 Virginis, and HD 114762. *ApJ* **474**, 503.
- HENRY, T. J., SODERBLOM, D. R., DONAHUE, R. A. & BALIUNAS, S. L. 1996 A Survey of Ca II H and K Chromospheric Emission in Southern Solar-Type Stars. *AJ* **111**, 439.
- HIRZBERGER, J., KOSCHINSKY, M., KNEER, F. & RITTER, C. 2001 High resolution 2D-spectroscopy of granular dynamics. *A&A* **367**, 1011–1021.
- HOWARD, R. 1959 Observations of Solar Magnetic Fields. *ApJ* **130**, 193.
- HOWE, R., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., HILL, F., KOMM, R. W., LARSEN, R. M., SCHOU, J., THOMPSON, M. J. & TOOMRE, J. 2000 Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone. *Science* **287**, 2456–2460.

- JARDINE, M., BARNES, J. R., DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 1999 The potential magnetic field of AB Doradus : comparison with Zeeman-Doppler images. *MNRAS* **305**, L35–L39.
- JONES, H. P. & GIOVANELLI, R. G. 1983 Magnetic canopies in unipolar regions. *Sol. Phys.* **87**, 37–42.
- JOUE, L., PROCTOR, M. R. E. & LESUR, G. 2010 Buoyancy-induced time delays in Babcock-Leighton flux-transport dynamo models. *A&A* **519**, A68+. [arXiv:1005.2283](#).
- KELLER, C. U. 2001 Solar Chromospheric Magnetic Fields. In *Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram* (ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 248, p. 61.
- KERVELLA, P., MÉRAND, A., PICHON, B., THÉVENIN, F., HEITER, U., BIGOT, L., TEN BRUMMELAAR, T. A., MCALISTER, H. A., RIDGWAY, S. T., TURNER, N., STURMANN, J., STURMANN, L., GOLDFINGER, P. J. & FARRINGTON, C. 2008 The radii of the nearby K5V and K7V stars 61 Cygni A and B. CHARA/FLUOR interferometry and CESAM2k modeling. *A&A* **488**, 667–674. [arXiv:0806.4049](#).
- KHALACK, V. R. & WADE, G. A. 2006 Recovery of the global magnetic field configuration of 78 Virginis from Stokes IQUV line profiles. *A&A* **450**, 1157–1171. [arXiv:arXiv:astro-ph/0601677](#).
- KNAACK, R., STENFLO, J. O. & BERDYUGINA, S. V. 2005 Evolution and rotation of large-scale photospheric magnetic fields of the Sun during cycles 21–23. Periodicities, north-south asymmetries and r-mode signatures. *A&A* **438**, 1067–1082.
- KNOBLOCH, E., ROSNER, R. & WEISS, N. O. 1981 Magnetic fields in late-type stars. *MNRAS* **197**, 45P–49P.
- KOCHUKHOV, O., MAKAGANIUK, V. & PISKUNOV, N. 2010 Least-squares deconvolution of the stellar intensity and polarization spectra. *A&A* **524**, A5+. [arXiv:1008.5115](#).
- KRAUSE, F. & RAEDLER, K. H. 1980 *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*.
- LANDI DEGL’INNOCENTI, E. & LANDOLFI, M., ed. 2004 *Polarization in Spectral Lines, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 307.
- LEIGHTON, R. B. 1959 Observations of Solar Magnetic Fields in Plage Regions. *ApJ* **130**, 366–+.
- LEIGHTON, R. B. 1969 A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle. *ApJ* **156**, 1–+.
- LITES, B. W., KUBO, M., SOCAS-NAVARRO, H., BERGER, T., FRANK, Z., SHINE, R., TARBELL, T., TITLE, A., ICHIMOTO, K., KATSUKAWA, Y., TSUNETAS, S., SUEMATSU, Y., SHIMIZU, T. & NAGATA, S. 2008 The Horizontal Magnetic Flux of the Quiet-Sun Internetwork as Observed with the Hinode Spectro-Polarimeter. *ApJ* **672**, 1237–1253.
- LOCKWOOD, G. W., SKIFF, B. A., HENRY, G. W., HENRY, S., RADICK, R. R., BALIUNAS, S. L., DONAHUE, R. A. & SOON, W. 2007 Patterns of Photometric and Chromospheric Variation among Sun-like Stars : A 20 Year Perspective. *ApJS* **171**, 260–303. [arXiv:arXiv:astro-ph/0703408](#).
- LOCKWOOD, M. 2005 Solar outputs, their variations and their effects on Earth. In *Saas-Fee Advanced Course 34 : The Sun, Solar Analogs and the Climate* (ed. J. D. Haigh, M. Lockwood, M. S. Giampapa, I. Rüedi, M. Güdel, & W. Schmutz), pp. 109–306.

- LOUKITCHEVA, M., SOLANKI, S. K. & WHITE, S. M. 2009 The relationship between chromospheric emissions and magnetic field strength. *A&A* **497**, 273–285. [arXiv:0910.1985](#).
- MARCY, G. W. 1984 Observations of magnetic fields on solar-type stars. *ApJ* **276**, 286–304.
- MARTÍNEZ-ARNÁIZ, R., LÓPEZ-SANTIAGO, J., CRESPO-CHACÓN, I. & MONTES, D. 2011 Effect of magnetic activity saturation in chromospheric flux-flux relationships. *MNRAS* **414**, 2629–2641. [arXiv:1102.4506](#).
- MAULIK, D., DONAHUE, R. A. & BALIUNAS, S. L. 1997 Persistent Sub-Yearly Chromospheric Variations in Lower Main-Sequence Stars : Tau Booe and alpha COM. *Tech. Rep.*.
- METCALFE, T. S., BASU, S., HENRY, T. J., SODERBLOM, D. R., JUDGE, P. G., KNÖLKER, M., MATHUR, S. & REMPEL, M. 2010 Discovery of a 1.6 Year Magnetic Activity Cycle in the Exoplanet Host Star ι Horologii. *ApJ* **723**, L213–L217. [arXiv:1009.5399](#).
- METCALFE, T. S., DZIEMBOWSKI, W. A., JUDGE, P. G. & SNOW, M. 2007 Astero-seismic signatures of stellar magnetic activity cycles. *MNRAS* **379**, L16–L20. [arXiv:0704.1606](#).
- MIDDELKOOP, F. 1982 Magnetic structure in cool stars. IV - Rotation and CA II H and K emission of main-sequence stars. *A&A* **107**, 31–35.
- MOFFATT, H. K. 1978 *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*.
- MONTES, D., FERNANDEZ-FIGUEROA, M. J., DE CASTRO, E. & CORNIDE, M. 1995 Excess H α emission in chromospherically active binaries. *A&A* **294**, 165–176.
- MORGENTHALER, A., PETIT, P., MORIN, J., AURIÈRE, M., DINTRANS, B., KONSTANTINOVA-ANTOVA, R. & MARSDEN, S. 2011 Direct observation of magnetic cycles in Sun-like stars. *Astronomische Nachrichten* **332**, 866. [arXiv:1109.3982](#).
- MORGENTHALER, A., PETIT, P., SAAR, S., SOLANKI, S. K., MORIN, J., MARSDEN, S. C., AURIÈRE, M., DINTRANS, B., FARES, R., GASTINE, T., LANOUX, J., LIGNIÈRES, F., PALETOU, F., RAMÍREZ VÉLEZ, J. C., THÉADO, S. & VAN GROOTEL, V. 2012 Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A. *A&A* **540**, A138. [arXiv:1109.5066](#).
- MORIN, J., DONATI, J.-F., FORVEILLE, T., DELFOSSE, X., DOBLER, W., PETIT, P., JARDINE, M. M., COLLIER CAMERON, A., ALBERT, L., MANSET, N., DINTRANS, B., CHABRIER, G. & VALENTI, J. A. 2008a The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg. *MNRAS* **384**, 77–86. [arXiv:0711.1418](#).
- MORIN, J., DONATI, J.-F., PETIT, P., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., ALBERT, L., AURIÈRE, M., CABANAC, R., DINTRANS, B., FARES, R., GASTINE, T., JARDINE, M. M., LIGNIÈRES, F., PALETOU, F., RAMÍREZ VELEZ, J. C. & THÉADO, S. 2008b Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs. *MNRAS* **390**, 567–581. [arXiv:0808.1423](#).
- MOUTOU, C., DONATI, J.-F., SAVALLE, R., HUSSAIN, G., ALECIAN, E., BOUCHY, F., CATALA, C., COLLIER CAMERON, A., UDRY, S. & VIDAL-MADJAR, A. 2007 Spectropolarimetric observations of the transiting planetary system of the K dwarf HD 189733. *A&A* **473**, 651–660. [arXiv:0707.2016](#).

- NANDY, D. & CHOUDHURI, A. R. 2001 Toward a Mean Field Formulation of the Babcock-Leighton Type Solar Dynamo. I. α -Coefficient versus Durney's Double-Ring Approach. *ApJ* **551**, 576–585. [arXiv:arXiv:astro-ph/0107466](#).
- NIDEVER, D. L., MARCY, G. W., BUTLER, R. P., FISCHER, D. A. & VOGT, S. S. 2002 Radial Velocities for 889 Late-Type Stars. *ApJS* **141**, 503–522. [arXiv:arXiv:astro-ph/0112477](#).
- NOYES, R. W., HARTMANN, L. W., BALIUNAS, S. L., DUNCAN, D. K. & VAUGHAN, A. H. 1984a Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *ApJ* **279**, 763–777.
- NOYES, R. W., WEISS, N. O. & VAUGHAN, A. H. 1984b The relation between stellar rotation rate and activity cycle periods. *ApJ* **287**, 769–773.
- OLÁH, K., KOLLÁTH, Z., GRANZER, T., STRASSMEIER, K. G., LANZA, A. F., JÄRVINEN, S., KORHONEN, H., BALIUNAS, S. L., SOON, W., MESSINA, S. & CUTISPOTO, G. 2009 Multiple and changing cycles of active stars. II. Results. *A&A* **501**, 703–713. [arXiv:0904.1747](#).
- OLÁH, K., KOLLÁTH, Z. & STRASSMEIER, K. G. 2000 Multiperiodic light variations of active stars. *A&A* **356**, 643–653.
- ORTIZ, A., SOLANKI, S. K., DOMINGO, V., FLIGGE, M. & SANAHUJA, B. 2002 On the intensity contrast of solar photospheric faculae and network elements. *A&A* **388**, 1036–1047. [arXiv:arXiv:astro-ph/0207008](#).
- OSSENDRIJVER, M. 2003 The solar dynamo. *A&A Rev.* **11**, 287–367.
- PALACIOS, A., GEBRAN, M., JOSSELIN, E., MARTINS, F., PLEZ, B., BELMAS, M. & LÈBRE, A. 2010 POLLUX : a database of synthetic stellar spectra. *A&A* **516**, A13+. [arXiv:1003.4682](#).
- PARKER, E. N. 1955 Hydromagnetic Dynamo Models. *ApJ* **122**, 293–+.
- PETIT, P., DINTRANS, B., MORGENTHALER, A., VAN GROOTEL, V., MORIN, J., LANOUX, J., AURIÈRE, M. & KONSTANTINOVA-ANTOVA, R. 2009 A polarity reversal in the large-scale magnetic field of the rapidly rotating sun HD 190771. *A&A* **508**, L9–L12. [arXiv:0909.2200](#).
- 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 Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars : a rotation threshold. *MNRAS* **388**, 80–88. [arXiv:0804.1290](#).
- PETIT, P., DONATI, J.-F., AURIÈRE, M., LANDSTREET, J. D., LIGNIÈRES, F., MARSDEN, S., MOUILLET, D., PALETOU, F., TOQUÉ, N. & WADE, G. A. 2005 Large-scale magnetic field of the G8 dwarf ξ Bootis A. *MNRAS* **361**, 837–849. [arXiv:arXiv:astro-ph/0505438](#).
- PETIT, P., DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 2002 Differential rotation of cool active stars : the case of intermediate rotators. *MNRAS* **334**, 374–382.
- PETIT, P., DONATI, J.-F. & THE ESPADONS PROJECT TEAM 2003 Stellar polarimetry with ESPaDOnS. In *EAS Publications Series* (ed. J. Arnaud & N. Meunier), *EAS Publications Series*, vol. 9, pp. 97–+. [arXiv:arXiv:astro-ph/0403118](#).

- PIZZOLATO, N., MAGGIO, A., MICELA, G., SCIORTINO, S. & VENTURA, P. 2003 The stellar activity-rotation relationship revisited : Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs. *A&A* **397**, 147–157.
- PLONER, S. R. O., SOLANKI, S. K. & GADUN, A. S. 2000 Is solar mesogranulation a surface phenomenon ? *A&A* **356**, 1050–1054.
- PORTO DE MELLO, G. F. & DA SILVA, L. 1997 HR 6060 : The Closest Ever Solar Twin ? *ApJ* **482**, L89.
- POVICH, M. S., GIAMPAPA, M. S., VALENTI, J. A., TILLEMAN, T., BARDEN, S., DEMING, D., LIVINGSTON, W. C. & PILACHOWSKI, C. 2001 Limits on Line Bisector Variability for Stars with Extrasolar Planets. *AJ* **121**, 1136–1146.
- PRESTON, G. W. 1971 The Mean Surface Fields of Magnetic Stars. *ApJ* **164**, 309–+.
- QUELOZ, D., BOUCHY, F., MOUTOU, C., HATZES, A., HÉBRARD, G., ALONSO, R., AUVERGNE, M., BAGLIN, A., BARBIERI, M., BARGE, P., BENZ, W., BORDÉ, P., DEEG, H. J., DELEUIL, M., DVORAK, R., ERIKSON, A., FERRAZ MELLO, S., FRIDLUND, M., GANDOLFI, D., GILLON, M., GUENTHER, E., GUILLOT, T., JORDA, L., HARTMANN, M., LAMMER, H., LÉGER, A., LLEBARIA, A., LOVIS, C., MAGAIN, P., MAYOR, M., MAZEH, T., OLLIVIER, M., PÄTZOLD, M., PEPE, F., RAUER, H., ROUAN, D., SCHNEIDER, J., SEGRANSAN, D., UDRY, S. & WUCHTERL, G. 2009 The CoRoT-7 planetary system : two orbiting super-Earths. *A&A* **506**, 303–319.
- QUELOZ, D., HENRY, G. W., SIVAN, J. P., BALIUNAS, S. L., BEUZIT, J. L., DONAHUE, R. A., MAYOR, M., NAEF, D., PERRIER, C. & UDRY, S. 2001 No planet for HD 166435. *A&A* **379**, 279–287. [arXiv:arXiv:astro-ph/0109491](#).
- QUILLEN, A. C. & THORNDIKE, S. 2002 Structure in the ϵ Eridani Dusty Disk Caused by Mean Motion Resonances with a 0.3 Eccentricity Planet at Periastron. *ApJ* **578**, L149–L152. [arXiv:arXiv:astro-ph/0208279](#).
- RADICK, R. R., LOCKWOOD, G. W., SKIFF, B. A. & BALIUNAS, S. L. 1998 Patterns of Variation among Sun-like Stars. *ApJS* **118**, 239–258.
- REES, D. E. & SEMEL, M. D. 1979 Line formation in an unresolved magnetic element - A test of the centre of gravity method. *A&A* **74**, 1–5.
- REINERS, A. 2009 Magnetic field observations of low-mass stars. In *IAU Symposium, IAU Symposium*, vol. 259, pp. 339–344. [arXiv:0901.1719](#).
- REINERS, A. 2012 Observations of Cool-Star Magnetic Fields. *Living Reviews in Solar Physics* **9**, 1. [arXiv:1203.0241](#).
- REINERS, A. & SCHMITT, J. H. M. M. 2003 Rotation and differential rotation in field F- and G-type stars. *A&A* **398**, 647–661.
- RIEUTORD, M. & RINCON, F. 2010 The Sun’s Supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics* **7**, 2. [arXiv:1005.5376](#).
- ROBINSON, R. D., CRAM, L. E. & GIAMPAPA, M. S. 1990 Chromospheric H-alpha and CA II lines in late-type stars. *ApJS* **74**, 891–909.
- ROBINSON, R. D., WORDEN, S. P. & HARVEY, J. W. 1980 Observations of magnetic fields on two late-type dwarf stars. *ApJ* **236**, L155–L158.

- ROUDIER, T. 2003 The solar granulation over the cycle. In *EAS Publications Series* (ed. J. Arnaud & N. Meunier), *EAS Publications Series*, vol. 9, p. 191.
- SAAR, S. 2002 Stellar Dynamos : Scaling Laws and Coronal Connections. In *Stellar Coronae in the Chandra and XMM-NEWTON Era* (ed. F. Favata & J. J. Drake), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 277, p. 311.
- SAAR, S. H. 2009 The Activity Cycles and Surface Differential Rotation of Single Dwarfs. In *Solar-Stellar Dynamos as Revealed by Helio- and Asteroseismology : GONG 2008/SOHO 21* (ed. M. Dikpati, T. Arentoft, I. González Hernández, C. Lindsey, & F. Hill), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 416, p. 375.
- SAAR, S. H. & BALIUNAS, S. L. 1992 The Magnetic Cycle of Kappa Ceti. In *The Solar Cycle* (ed. K. L. Harvey), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 27, pp. 197–202.
- SAAR, S. H. & BRANDENBURG, A. 1999 Time Evolution of the Magnetic Activity Cycle Period. II. Results for an Expanded Stellar Sample. *ApJ* **524**, 295–310.
- SAAR, S. H. & DONAHUE, R. A. 1997 Activity-related Radial Velocity Variation in Cool Stars. *ApJ* **485**, 319–+.
- SAAR, S. H., HUOVELIN, J. & GIAMPAPA, M. S. 1987 The Spatial Distribution of Magnetic Fields on Xi Bootis A. In *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 19, pp. 703–+.
- SANDERSON, T. R., APPOURCHAUX, T., HOEKSEMA, J. T. & HARVEY, K. L. 2003 Observations of the Sun's magnetic field during the recent solar maximum. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1035.
- SCHRIJVER, C. J., COTE, J., ZWAAN, C. & SAAR, S. H. 1989 Relations between the photospheric magnetic field and the emission from the outer atmospheres of cool stars. I - The solar CA II K line core emission. *ApJ* **337**, 964–976.
- SCHWABE, M. 1844 Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau. *Astronomische Nachrichten* **21**, 233.
- SEMEL, M. 1989 Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *A&A* **225**, 456–466.
- SEMEL, M. & LI, J. 1996 Zeeman-Doppler Imaging of Solar-Type Stars : Multi Line Technique. *Sol. Phys.* **164**, 417–428.
- SHEELEY, JR., N. R. 1967 The Average Profile of the Solar K-Line during the Sunspot Cycle. *ApJ* **147**, 1106–+.
- SKILLING, J. & BRYAN, R. K. 1984 Maximum Entropy Image Reconstruction - General Algorithm. *MNRAS* **211**, 111–+.
- SNODGRASS, H. B. & DAILEY, S. B. 1996 Meridional Motions of Magnetic Features in the Solar Photosphere. *Sol. Phys.* **163**, 21–42.
- SPIEGEL, E. A. & ZAHN, J.-P. 1992 The solar tachocline. *A&A* **265**, 106–114.
- SPORER, G. F. W. 1874 *Beobachtungen der sonnenflecken zu Anclam*.
- STIX, M. 2004 *The sun : an introduction*.

- STRASSMEIER, K. G., FEKEL, F. C., BOPP, B. W., DEMPSEY, R. C. & HENRY, G. W. 1990 Chromospheric CA II H and K and H-alpha emission in single and binary stars of spectral types F6-M2. *ApJS* **72**, 191–230.
- SUESS, S. T., PHILLIPS, J. L., MCCOMAS, D. J., GOLDSTEIN, B. E., NEUGEBAUER, M. & NERNEY, S. 1998 The Solar Wind - Inner Heliosphere. *Space Sci. Rev.* **83**, 75–86.
- TONER, C. G. & GRAY, D. F. 1988 The starpatch on the G8 dwarf XI Bootis A. *ApJ* **334**, 1008–1020.
- USOSKIN, I. G., SOKOLOFF, D. & MOSS, D. 2009 Grand Minima of Solar Activity and the Mean-Field Dynamo. *Sol. Phys.* **254**, 345–355.
- VALENTI, J. A. & FISCHER, D. A. 2005 Spectroscopic Properties of Cool Stars (SPOCS). I. 1040 F, G, and K Dwarfs from Keck, Lick, and AAT Planet Search Programs. *ApJS* **159**, 141–166.
- VAN BALLEGOOIJEN, A. A. & CHOUDHURI, A. R. 1988 The possible role of meridional flows in suppressing magnetic buoyancy. *ApJ* **333**, 965–977.
- VAUGHAN, A. H. 1980 Comparison of activity cycles in old and young main-sequence stars. *PASP* **92**, 392–396.
- VAUGHAN, A. H. & PRESTON, G. W. 1980 A survey of chromospheric CA II H and K emission in field stars of the solar neighborhood. *PASP* **92**, 385–391.
- VAUGHAN, A. H., PRESTON, G. W., BALIUNAS, S. L., HARTMANN, L. W., NOYES, R. W., MIDDELKOOP, F. & MIHALAS, D. 1981 Stellar rotation in lower main-sequence stars measured from time variations in H and K emission-line fluxes. I - Initial results. *ApJ* **250**, 276–283.
- VAUGHAN, A. H., PRESTON, G. W. & WILSON, O. C. 1978 Flux measurements of CA II H and K emission. *PASP* **90**, 267–274.
- VÖGLER, A. & SCHÜSSLER, M. 2007 A solar surface dynamo. *A&A* **465**, L43–L46. [arXiv:arXiv:astro-ph/0702681](#).
- WILSON, O. C. 1978 Chromospheric variations in main-sequence stars. *ApJ* **226**, 379–396.
- WÖHL, H. & BRAJŠA, R. 2001 Meridional Motions of Stable Recurrent Sunspot Groups. *Sol. Phys.* **198**, 57–77.
- WRIGHT, J. T., MARCY, G. W., BUTLER, R. P. & VOGT, S. S. 2004 Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars. *ApJS* **152**, 261–295. [arXiv:arXiv:astro-ph/0402582](#).
- WRIGHT, N. J., DRAKE, J. J., MAMAJEK, E. E. & HENRY, G. W. 2011 The Stellar-activity-Rotation Relationship and the Evolution of Stellar Dynamos. *ApJ* **743**, 48. [arXiv:1109.4634](#).
- ZEEMAN, P. 1897 On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance. *ApJ* **5**, 332–+.

Publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

6. P. Petit, M. Aurière, R. Konstantinova-Antova, **A. Morgenthaler**, G. Perrin, T. Roudier, J.-F. Donati : *Magnetic field and convection in Betelgeuse*. Lecture Notes in Physics, in press

5. **A. Morgenthaler**, P. Petit, S.H. Saar, S.K. Solanki, J. Morin, S.C. Marsden, M. Aurière, B. Dintrans, R. Fares, T. Gastine, J. Lanoux, F. Lignières, F. Paletou, J.C. Ramírez Vélez, S. Théado, V. Van Grootel 2012 : *Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A*. A&A, 540, A138

4. **A. Morgenthaler**, P. Petit, J. Morin, M. Aurière, B. Dintrans, R. Konstantinova-Antova, S. Marsden 2011 : *Direct observation of magnetic cycles in Sun-like stars*. AN, 332, 866

3. M. Aurière, R. Konstantinova-Antova, P. Petit, T. Roudier, J.-F. Donati, C. Charbonnel, B. Dintrans, F. Lignières, G.A. Wade, **A. Morgenthaler**, S. Tsvetkova 2011 : *A dominant magnetic dipole for the evolved Ap star candidate EK Eridani*. A&A, 534, A139

2. P. Petit, F. Lignières, G.A. Wade, M. Aurière, T. Böhm, S. Bagnulo, B. Dintrans, A. Fumel, J. Grunhut, J. Lanoux, **A. Morgenthaler**, V. Van Grootel 2010 : *The rapid rotation and complex magnetic field geometry of Vega*. A&A, 523, A41

1. P. Petit, B. Dintrans, **A. Morgenthaler**, V. Van Grootel, J. Morin, J. Lanoux, M. Aurière, R. Konstantinova-Antova 2009 : *A polarity reversal in the large-scale magnetic field of the rapidly rotating sun HD 190771*. A&A, 508, L9

Articles soumis ou en préparation

2. P. Petit, **A. Morgenthaler**, M. Aurière, J. Ballot, J. Bouvier, C. Catala, B. Dintrans, J.D. do Nascimento, R. Fares, T. Gastine, M. Jardine, S. Jeffers, L. Jouve, R. Konstantinova-Antova, J. Lanoux, N. Letourneur, F. Lignières, S.C. Marsden, J.-P. Michel, J. Morin, F. Paletou, J. Ramírez Vélez, S.K. Solanki, S. Théado, V. Van Grootel : *Dynamo action in solar-type stars : exploring the mass-rotation plane*. En préparation.

1. S. Mathur, R.A. Garcia, **A. Morgenthaler**, D. Salabert, P. Petit, J. Ballot, C. Régulo, C. Catala : *Signature of magnetic activity in solar-like stars observed by CoRoT and NARVAL*. Soumis à A&A.

Actes de conférence

4. **A. Morgenthaler**, P. Petit, J. Morin, M. Aurière, B. Dintrans 2011 : *Long-term magnetic monitoring of 19 Sun-like stars*. SF2A-2011, 497

3. **A. Morgenthaler**, P. Petit, M. Aurière, B. Dintrans, R. Fares, T. Gastine, J. Lanoux, F. Lignières, J. Morin, J. Ramírez-Vélez, S.H. Saar, S.K. Solanki, S. Théado, V.

Van Grootel 2011 : *Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A*. ASPC, 448, 1203

2. A. Morgenthaler, P. Petit, M. Aurière, B. Dintrans, R. Fares, T. Gastine, J. Lanoux, F. Lignières, J. Morin, J. Ramirez-Vélez, S. Théado, V. Van Grootel 2010 : *Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A*. SF2A-2010, 269

1. P. Petit, B. Dintrans, M. Aurière, C. Catala, J.-F. Donati, R. Fares, T. Gastine, F. Lignières, **A. Morgenthaler**, J. Morin, F. Paletou, J. Ramirez-Vélez, S.K. Solanki, S. Théado 2009 : *Magnetic geometries of Sun-like stars : exploring the mass-rotation plane*. IAUS, 259, 441

LETTER TO THE EDITOR

A polarity reversal in the large-scale magnetic field of the rapidly rotating sun HD 190771[★]

P. Petit¹, B. Dintrans¹, A. Morgenthaler¹, V. Van Grootel¹, J. Morin¹, J. Lanoux²,
M. Aurière¹, and R. Konstantinova-Antova³

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, France
e-mail: [petit; dintrans; auriere; amorgent; jmorin; vvangroo]@ast.obs-mip.fr

² Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, Université de Toulouse, CNRS, France
e-mail: joseph.lanoux@cesr.fr

³ Institute of Astronomy, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tsarigradsko shose, 1784 Sofia, Bulgaria
e-mail: antovi@astro.bas.bg

Received 11 September 2009 / Accepted 10 October 2009

ABSTRACT

Aims. We investigate the long-term evolution of the large-scale photospheric magnetic field geometry of the solar-type star HD 190771. With fundamental parameters very close to those of the Sun except for a shorter rotation period of 8.8 d, HD 190771 provides us with a first insight into the specific impact of the rotation rate in the dynamo generation of magnetic fields in $1 M_{\odot}$ stars.

Methods. We use circularly polarized, high-resolution spectra obtained with the NARVAL spectropolarimeter (Observatoire du Pic du Midi, France) and compute cross-correlation line profiles with high signal-to-noise ratio to detect polarized Zeeman signatures. From three phase-resolved data sets collected during the summers of 2007, 2008, and 2009, we model the large-scale photospheric magnetic field of the star by means of Zeeman-Doppler imaging and follow its temporal evolution.

Results. The comparison of the magnetic maps shows that a polarity reversal of the axisymmetric component of the large-scale magnetic field occurred between 2007 and 2008, this evolution being observed in both the poloidal and toroidal magnetic components. Between 2008 and 2009, another type of global evolution occurred, characterized by a sharp decrease of the fraction of magnetic energy stored in the toroidal component. These changes were not accompanied by significant evolution in the total photospheric magnetic energy. Using our spectra to perform radial velocity measurements, we also detect a very low-mass stellar companion to HD 190771.

Key words. stars: activity – stars: atmospheres – stars: late-type – stars: rotation – stars: magnetic fields – stars: individual: HD 190771

1. Introduction

All rotating Sun-like stars exhibit spectral features indicative of magnetic fields in their atmospheres. Chromospheric emission (as measured for instance in the cores of CaII H & K spectral lines) is often taken to be a good magnetic tracer, assuming that the correlation observed locally in the Sun between photospheric magnetic field and chromospheric flux (Schrijver et al. 1989) holds for other stars as well. For a few tens of stars, time-series covering several decades are now available and provide information about the existence and length of magnetic cycles that different types of cool stars generate (Baliunas et al. 1995; Hall et al. 2007a). From this long-term monitoring, several trends can be inferred. First, the chromospheric flux increases with the rotation rate, which is indicative of a more efficient field generation by dynamo action whenever fast rotation is present. Another observation is that all active stars do not undergo smooth activity cycles, as the Sun does most of the time. Among the most active dwarfs (which are also younger and rotate much more rapidly than the Sun), stellar activity has a tendency to fluctuate erratically, while regular cycles are instead observed in slowly rotating, older stars such as the Sun. It also appears as if the long-term

magnetic variability of Sun-like stars is very sensitive to fundamental stellar parameters, so that stars very similar to the Sun can have a different magnetic behaviour. While often being considered an excellent solar analogue, 18 Sco has been reported to follow an activity cycle shorter than solar, with a period of ≈ 7 years (Hall et al. 2007b).

Since many stars experience a series of activity maxima and minima in a similar way to the Sun, a natural step is to determine whether these oscillations in chromospheric flux are associated with global polarity reversals of the large-scale magnetic field, as observed on the Sun between two successive solar minima. For the Sun, the global component of the magnetic field displays a strength of a few Gauss (e.g., Sanderson et al. 2003), is dominated by a dipole that is almost aligned with the spin axis when the Sun is close to the minimum of its activity cycle, and is organized in a more complex multipolar geometry around solar maximum. The global component of the magnetic field has been observed on other cool active stars (Petit et al. 2005; Petit et al. 2008, hereafter P08). The observation of a preliminary sample of $1 M_{\odot}$ stars by P08 suggests that rapid rotation has the effect of generating a large-scale toroidal field at the stellar surface, the majority of the surface magnetic energy being concentrated in the toroidal field whenever the rotation period is shorter than about 2 weeks, as also found by 3-D MHD simulations of stellar

[★] Table 1 is only available in electronic form at
<http://www.aanda.org>

dynamios (Brown et al. 2009). Our first study did not, however, provide us with any information about the variety of configurations that these non-solar magnetic geometries can assume with time.

In the present paper, we concentrate on HD 190771, the most rapid rotator in the stellar sample first presented by P08, to investigate the temporal evolution of its large-scale magnetic field. We first describe the new data sets obtained in 2008 and 2009, as well as the procedure used to reconstruct magnetic maps from the time-series of high signal-to-noise line-profiles. We then compare the maps obtained in 2007 (see P08), 2008, and 2009 and discuss the information we obtain about the nature of magnetic cycles in rapidly rotating solar analogues.

2. Observations and data modelling

2.1. Instrumental setup, data reduction, and multi-line extraction of Zeeman signatures

The new data sets were obtained with the 2-m Telescope Bernard Lyot (Observatoire du Pic du Midi, France), using the NARVAL spectropolarimeter. The instrumental setup and data reduction procedure are identical to those presented by P08. Observations consist of high-resolution spectra ($R = 65\,000$) covering the entire optical domain (from 370 to 1000 nm) and providing simultaneous recording of the stellar light as unpolarized (Stokes I) and circularly polarized (Stokes V) spectra. In 2008, a total of 10 spectra were recorded between August 15 and September 16 (Table 1). Another set of 13 spectra were acquired in 2009, between June 02 and July 05. The data were processed with LibreEsprit, the automatic reduction software developed for NARVAL (Donati et al. 1997).

For each spectrum, both Stokes I and V parameters are processed using the LSD technique (Least-Squares Deconvolution, Donati et al. 1997). Using a line-mask defined by a solar photospheric model, we compute LSD line profiles using about 5000 spectral lines. The multiplex gain in signal-to-noise ratio between the raw spectra and the LSD mean profiles is about 30, reducing the noise to between 4 and $15 \times 10^{-5} I_c$, where I_c represents the intensity of the continuum. In these new data sets, the noise is higher and also more variable than observed in our 2007 data, owing to poor transparency that significantly affected part of the 2008 and 2009 observing runs.

The sequences of Stokes V LSD line profiles are plotted in Fig. 1, after removal of a mean radial velocity of -26.7 and -26.5 km s^{-1} in 2008 and 2009, respectively. Zeeman signatures are evident in a majority of the observations. In 2008, they display several similarities with the signatures recorded in the 2007 data set. We first note the maximum recorded amplitude of the Stokes V signal of $7 \times 10^{-4} I_c$ (of about 10 times the noise level), against $6 \times 10^{-4} I_c$ one year earlier. We also note that the shape of the Zeeman signatures evolves with time, the signatures being sometimes mostly symmetric about the line center (rotational phase 0.6133 in 2008, 0.0909 in 2007), sometimes almost antisymmetric (phase 0.5237 in 2008, 0.4121 in 2007), and sometimes almost flat (phases 0.2936 in 2008, 0.3199 in 2007). All of these recognizable line-patterns are evident in 2008 with a sign reversal in the Zeeman signatures compared to 2007 observations. No similar sign change is observed in the Stokes V profiles of other cool active stars monitored during the same two runs, ensuring that it is very unlikely that a possible sign switch has been introduced by mistake during data reduction, affecting all data collected during one of the runs. In 2009, another type of evolution was observed relative to 2008, symmetric Stokes V

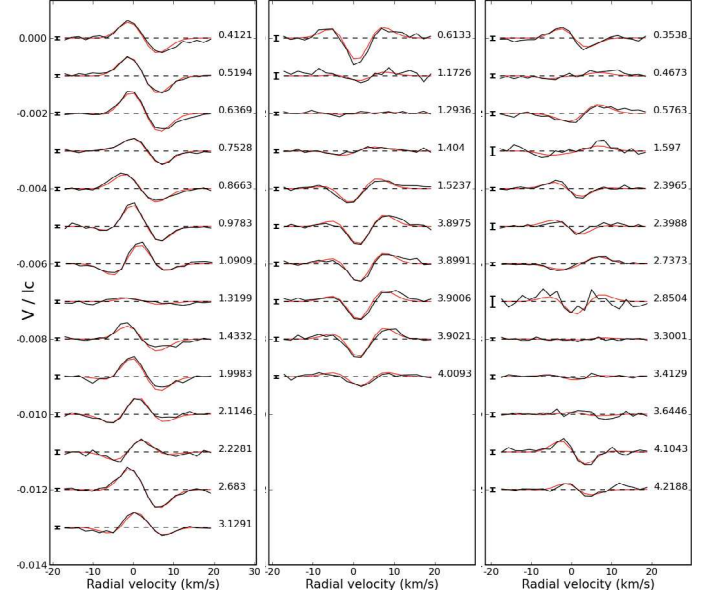


Fig. 1. Normalized Stokes V profiles of HD 190771 for 2007, 2008 and 2009 (from left to right), after correction for the mean radial velocity of the star. Black lines represent the data and red lines correspond to synthetic profiles of our magnetic model. Successive profiles are shifted vertically for display clarity. Rotational phases of observations are indicated in the right part of the plot and error bars are illustrated on the left of each profile.

signatures being absent in the latest data set, and antisymmetric signatures of both polarities being observed all the time, except a possibly symmetric (although noisy) signature at phase 0.8504.

2.2. Magnetic mapping

The sets of profiles are used to model the large-scale magnetic geometry of the star, using the tomographic inversion technique of Zeeman-Doppler Imaging (Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006). To compute synthetic Stokes V line profiles, we develop a model of a stellar surface divided into a grid of pixels, each pixel being associated with a local Stokes I and V profile. For a given magnetic field strength and orientation of each pixel, local Stokes V profiles are calculated based on the weak field assumption, i.e., assuming that Stokes V is proportional to $g \lambda_0^2 B_{\parallel} \partial I / \partial \lambda$, where λ_0 is the average wavelength of the LSD profile (about 534 nm), $B_{\parallel}$ is the line-of-sight projection of the local magnetic field vector, and g is the effective Landé factor of the LSD profile, which is equal to 1.2. We further assume that there is no large-scale temperature inhomogeneities over the stellar surface, so that Stokes I profiles are locally the same over the whole photosphere. For each pixel, we impose a Gaussian shape on the local synthetic Stokes I profile, which has a $FWHM$ equal to 10.1 km s^{-1} (which provides the best fit to the observed series of Stokes I profiles). At a given rotational phase, the amplitude of the local Stokes profiles located on the visible hemisphere of the star are then weighted according to a linear limb-darkening coefficient equal to 0.75 (see P08) and their wavelength location is shifted according to the line-of-sight velocity of the pixel, assuming that $v \sin i = 4.3 \text{ km s}^{-1}$ (Valenti & Fischer 2005) and $i = 50^\circ$ (P08).

Synthetic Stokes V profiles are computed for all observed rotation phases and compared to the data sets. The data adjustment is iterative and based on a maximum entropy algorithm (Skilling & Bryan 1984). The surface magnetic field is projected

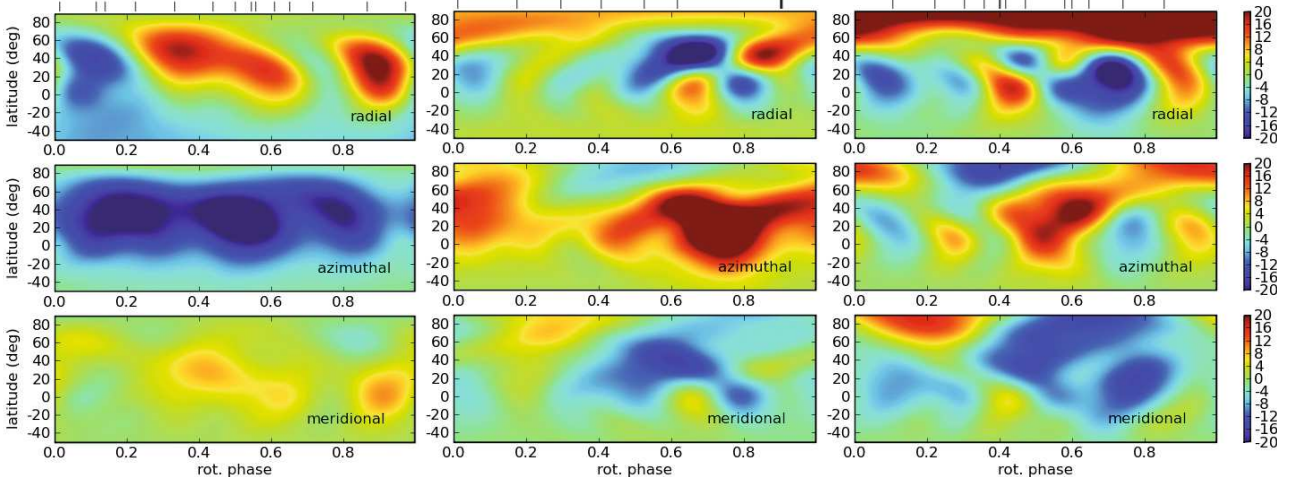


Fig. 2. Magnetic maps of HD 190771, derived from 2007, 2008, and 2009 observations in the left, middle, and right columns, respectively. The map on the left is plotted after P08. For each data set, the 3 charts illustrate the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame with, from top to bottom, the radial, azimuthal, and meridional field components. The magnetic field strength is expressed in Gauss and the rotational phases of observation are indicated as vertical ticks above each epoch.

Table 2. Magnetic quantities derived from the set of magnetic maps.

Fractional year	v_r (km s ⁻¹)	B_{mean} (G)	Pol. en. (% tot)	Dipole (% pol)	Quad. (% pol)	Oct. (% pol)	Axi. (% tot)	Ω_{eq} (rad d ⁻¹)	d Ω (rad d ⁻¹)	log R'_{HK}
2007.59	-26.86 ± 0.03	51 ± 6	34 ± 1	43 ± 8	20 ± 2	23 ± 4	73 ± 3	0.71 ± 0.01	0.12 ± 0.03	-4.47
2008.67	-26.72 ± 0.04	59 ± 3	39 ± 3	36 ± 8	18 ± 2	19 ± 4	61 ± 3	0.71 ± 0.01	0.12 ± 0.03	-4.47
2009.47	-26.48 ± 0.03	58 ± 8	81 ± 2	23 ± 7	40 ± 2	21 ± 2	36 ± 12	0.66 ± 0.01	0.12 ± 0.02	-4.48

Notes: we list the stellar radial velocity (with its associated rms), the mean unsigned magnetic field (B_{mean}), the fraction of the large-scale magnetic energy reconstructed in the poloidal field component, the fraction of the *poloidal* magnetic energy in the dipolar ($\ell = 1$), quadrupolar ($\ell = 2$), and octopolar ($\ell = 3$) components, and the fraction of energy stored in the axisymmetric component ($m = 0$). We also list the differential rotation parameters Ω_{eq} and d Ω . The last column contains the log R'_{HK} values derived from our sets of Stokes I spectra. Values for 2007 are taken from P08, except for the log R'_{HK} value which was recalculated using a new calibration of NARVAL measurements against Mount Wilson estimates (Wright et al. 2004), involving 29 solar-type dwarfs.

onto a spherical harmonics frame (Donati et al. 2006), where the magnetic field geometry is divided between a poloidal and toroidal component (Chandrasekhar 1961). As in P08, we limit the spherical harmonics expansion to $\ell \leq 10$, after checking that increasing even more ℓ does not provide a superior data adjustment. We finally assume that the star is not rotating as a rigid body, but experiences a latitudinal shear that we simply model as $\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \cdot \sin^2(\theta)$, where θ is the stellar latitude, Ω_{eq} is the rotational rate of the equator and d Ω is the difference in rotation rate between polar and equatorial regions. We use the new data sets to obtain estimates of the differential rotation parameters (Table 2), following the method described by Petit et al. (2002). For 2008 and 2009, we obtain a shear level of d $\Omega = 0.12$ rad d⁻¹, in very good agreement with the value obtained by P08. Values derived for Ω_{eq} are also in excellent agreement in 2007 and 2008 (with $\Omega_{\text{eq}} = 0.71 \pm 0.01$ rad d⁻¹), but the measurement for 2009 provides us with a different estimate ($\Omega_{\text{eq}} = 0.66 \pm 0.01$ rad d⁻¹). This apparent discrepancy may simply reflect the uncertainties in this parameter. Errorbars listed in Table 2 are directly derived from the χ^2 map in the $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega$ plane and might be underestimated, as suggested by Petit et al. (2002).

Using this procedure, the spectropolarimetric data are adjusted at a reduced χ^2 equal to 1.1 and 0.9, in 2008 and 2009, respectively (Fig. 1). The χ_r^2 value for 2008 equals that obtained one year earlier, and the slightly smaller χ_r^2 achieved in 2009 is partly due to the higher relative noise in the data. The reconstructed magnetic topologies are illustrated in Fig. 2, together with the magnetic map obtained in 2007 (P08). In Table 2, we

list several numerical quantities derived from the spherical harmonics coefficients defining the magnetic geometries. As in P08, errorbars listed in Table 2 are estimated by reconstructing a set of magnetic maps using different input parameters for the inversion code (with individual parameters being varied over the width of their own errorbars). We note that the largest variations in the output quantities are generally obtained by varying the stellar inclination, because of the relatively large uncertainty in this specific parameter.

2.3. Temporal evolution in the large-scale magnetic field

Between 2007 and 2008, the most striking evolution in the magnetic field distribution is a polarity reversal of the large-scale field. In the ZDI maps of Fig. 2, this change is mostly visible in the azimuthal component of the magnetic vector. A more quantitative way of estimating the details of this sign switch consists of tracking its origin in the evolution of the complex spherical harmonics coefficients $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$, and $\gamma_{\ell,m}$ (defined by Donati et al. 2006). Because of the uncertainty in the stellar rotation period that prevents us from comparing, at 1-year intervals, magnetic features that manifest themselves at specific rotation phases, we choose to limit our comparison to axisymmetric features (defined by modes with $m = 0$). We observe that all coefficients $\alpha_{\ell,0}$, $\beta_{\ell,0}$, or $\gamma_{\ell,0}$ with a magnetic amplitude greater than 1 Gauss (which only concerns modes with $\ell \leq 4$) have a different sign in both years, with the marginal exception of $\gamma_{3,0}$. Another noticeable temporal evolution concerns the fraction of magnetic energy

stored in the axisymmetric field component (all spherical harmonics modes with $m = 0$), 61% of the large-scale magnetic energy being in axisymmetric modes in 2008, compared to 73% in 2007. Another difference is the fraction of magnetic energy contained in modes with $\ell > 3$ (14% and 27%, for 2007 and 2008, respectively, if the poloidal component is considered alone; 5% and 13% if the toroidal field is also taken into account), suggesting that the field distribution is more complex in 2008.

A similar comparison between the 2008 and 2009 maps also reveals a striking evolution in the field geometry. The main change in the field distribution shows up as a much higher fraction of the magnetic energy being stored in the poloidal field component (about 80% in 2009, against less than 40% in the two other data sets). This evolution occurs together with an increased level of non-axisymmetry in the field distribution, with only 36% of the magnetic energy showing up in modes with $m = 0$. We also note that the poloidal component of the field is dominated by the quadrupolar terms in 2009, while the dipole was predominant in 2007 and 2008. The polarity of the global field is the same in 2008 and 2009 (the only spherical harmonics coefficients with both $m = 0$ and an amplitude greater than 1 Gauss having switched sign in the meantime are $\alpha_{1,0}$ and $\gamma_{3,0}$).

3. Discussion

From new observations of HD 190771 completed in 2008 and 2009, we have obtained information about the magnetic properties of rapidly rotating $1 M_{\odot}$ stars, and provided fresh insight into the temporal changes affecting their magnetic geometries. As already outlined by P08, HD 190771 exhibits a large-scale toroidal component in its photospheric magnetic field, an element that is absent on the solar surface but whose incidence appears to be common among solar analogues with sufficiently high rotation rates. Analyses of the new data sets show that the toroidal field can experience dramatic changes over a period of a few months. At least two types of evolution are evident, with the possibility of polarity switches (between 2007 and 2008), as well as the possible conversion of magnetic energy from the toroidal to the poloidal field component (from 2008 to 2009). These changes occur with a total magnetic energy that remains approximately constant, as can be seen from the mean (unsigned) magnetic field or from the stellar chromospheric emission (Table 2).

Similarly rapid evolution of a photospheric magnetic field was reported for τ Bootis (Fares et al. 2009), where a close-by planet orbiting the star was associated with a significant tidal coupling between the star and the planet. While no low-mass companion has been reported for HD 190771, radial velocity (v_r) measurements listed in Table 2 show that HD 190771 is not a single star, since the observed variations in v_r , of the order of 400 m s^{-1} , are much larger than the radial velocity accuracy of NARVAL (about 30 m s^{-1} , Moutou et al. 2007). Older radial velocity estimates by Nidever et al. (2005), dating back to 2000,

confirm the existence of a long-term trend, with a mean radial velocity of 25.063 km s^{-1} at that time. Despite the poorly sampled time-series at our disposal, a preliminary estimate of the companion mass can be performed, assuming for simplicity a single companion, a circular orbit, and an orbital plane orthogonal to the stellar rotation axis. By doing so, the best fit is obtained for an orbital period of 14.2 yr, an orbital radius of 5.9 AU, and a companion mass of $0.1 M_{\odot}$. We note that a short orbital period (of a few days) can be ruled out by our data, since no significant variations in v_r are observed within the timespan of our individual data sets, apart from weaker activity-induced fluctuations. Although rough, this first estimate suggests that tidal effects generated by the presence of the companion remain weak (due to the absence of synchronized orbital and rotation periods) and are unlikely to affect significantly the dynamics of the outer convective layers of HD 190771. In this context, the fast magnetic field evolution of the star is probably controlled by other fundamental parameters, the rapid rotation being the most obvious deviation from a strict solar situation. In turn, and although τ Bootis also differs from the Sun in terms of its higher mass ($1.33 \pm 0.11 M_{\odot}$ is proposed by Valenti & Fischer 2005), we note that this star is also characterized by a short rotation period, which might help to explain the shortness of its activity cycle (with a length of 2 years only, Fares et al. 2009).

Acknowledgements. We thank the staff of TBL for their help during this observing run. V. Van Grootel acknowledges grant support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES, France). We are grateful to the referee, Dr. Stephen Marsden, for a number of comments that helped to improve this article.

References

- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Brown, B. P., Browning, M. K., Miesch, M. S., Brun, A. S., & Toomre, J. 2009, *ApJ*, submitted [arXiv:0906.2407]
- Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, International Series of Monographs on Physics (Oxford: Clarendon)
- Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, *A&A*, 326, 1135
- Donati, J. F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 629
- Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1383
- Hall, J. C., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 2007a, *AJ*, 133, 862
- Hall, J. C., Henry, G. W., & Lockwood, G. W. 2007b, *AJ*, 133, 2206
- Moutou, C., Donati, J.-F., Savalle, R., et al. 2007, *A&A*, 473, 651
- Nidever, D. L., Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. 2002, *ApJS*, 141, 503
- Petit, P., Donati, J.-F., & Collier Cameron, A. 2002, *MNRAS*, 334, 374
- Petit, P., Donati, J. F., Aurière, M., et al. 2005, *MNRAS*, 361, 837
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Sanderson, T. R., Appourchaux, T., Hoeksema, J. T., & Harvey, K. L. 2003, *JGR*, 108 (A1) (SSH 7-1)
- Schrijver, C. J., Cote, J., Zwaan, C., & Saar, S. H. 1989, *AJ*, 337, 964
- Skilling, J., & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111
- Valenti, J. F., & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, *ApJS*, 152, 261

The rapid rotation and complex magnetic field geometry of Vega[★]

P. Petit¹, F. Lignières¹, G. A. Wade², M. Aurière¹, T. Böhm¹, S. Bagnulo³, B. Dintrans¹, A. Fumel¹, J. Grunhut², J. Lanoux⁴, A. Morgenthaler¹, and V. Van Grootel¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, France

e-mail: [petit;ligniere;auriere;boehm;amorgent;dintrans;aurelie.fumel;vangroo]@ast.obs-mip.fr

² Department of Physics, Royal Military College of Canada, PO Box 17000, Station Forces, Kingston, Ontario, Canada

e-mail: [Gregg.Wade; Jason.Grunhut]@rmc.ca

³ Armagh Observatory, College Hill, Armagh BT61 9DG, Northern Ireland, UK

e-mail: sba@arm.ac.uk

⁴ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, Université de Toulouse, CNRS, France

e-mail: joseph.lanoux@cesr.fr

Received 30 June 2010 / Accepted 18 August 2010

ABSTRACT

Context. The recent discovery of a weak surface magnetic field on the normal intermediate-mass star Vega raises the question of the origin of this magnetism in a class of stars that was not previously known to host detectable magnetic fields.

Aims. We aim to confirm the field detection reported by Lignières et al. (2009, A&A, 500, L41) and provide additional observational constraints about the field characteristics, by modelling the large-scale magnetic geometry of the star and by investigating a possible seasonal variability of the reconstructed field topology.

Methods. We analyse a total of 799 high-resolution circularly-polarized spectra collected with the NARVAL and ESPaDOnS spectropolarimeters during 2008 and 2009. Using about 1100 spectral lines, we employ a cross-correlation procedure to compute, from each spectrum, a mean polarized line profile with a signal-to-noise ratio of about 20 000. The technique of Zeeman-Doppler Imaging is then used to determine the rotation period of the star and reconstruct the large-scale magnetic geometry of Vega at two different epochs.

Results. We confirm the detection of circularly polarized signatures in the mean line profiles. The signal shows up in four independent data sets acquired with both NARVAL and ESPaDOnS. The amplitude of the polarized signatures is larger when spectral lines of higher magnetic sensitivity are selected for the analysis, as expected for a signal of magnetic origin. The short-term evolution of polarized signatures is consistent with a rotational period of 0.732 ± 0.008 d. The reconstruction of the magnetic topology unveils a magnetic region of radial field orientation, closely concentrated around the rotation pole. This polar feature is accompanied by a small number of magnetic patches at lower latitudes. No significant variability in the field structure is observed over a time span of one year.

Conclusions. The repeated observational evidence that Vega possesses a weak photospheric magnetic field strongly suggests that a previously unknown type of magnetic stars exists in the intermediate-mass domain. Vega may well be the first confirmed member of a much larger, as yet unexplored, class of weakly-magnetic stars now investigatable with the current generation of stellar spectropolarimeters.

Key words. stars: magnetic field – stars: rotation – stars: atmospheres – stars: imaging – stars: individual: Vega

1. Introduction

In a well-established picture, two distinct magnetic regimes exist in main-sequence stars of intermediate mass, with Ap/Bp stars hosting strong, structured magnetic fields (e.g. Wade et al. 2000; Aurière et al. 2007) while fields with large-scale components can be excluded above a level of a few Gauss in other types of stars belonging to the same mass domain (e.g. Shorlin et al. 2002; Wade et al. 2006; Aurière et al. 2007, 2010). This simple picture was recently shaken by the detection of a weak magnetic field on the normal A star Vega (Lignières et al. 2009, hereafter L09),

suggesting that a potentially significant fraction of A stars might display a similar type of magnetism that has so far escaped the scrutiny of observers because it was hidden under the detection threshold of stellar spectropolarimetric observations. In the face of such an exciting finding, the next step is then to confirm the field detection of L09 and gather further observational clues to help understand the origin of this previously unknown type of magnetic field.

Two main scenarios are usually proposed to account for the origin of stellar magnetic fields. The first option attributes a fossil nature to the magnetic field, in the sense that the field is inherited from star formation or an early convective evolutionary phase, the strength of which has been amplified during stellar contraction (e.g. Moss 2001). This first model is generally preferred to account for the strong magnetism of chemically-peculiar stars, since it can be reconciled with the observed simplicity of their field geometries (dominated by a dipole), their diverse geometrical characteristics and the absence of correlation between stellar rotation and field strength

[★] Based on observations obtained at the Bernard Lyot Telescope (TBL, Pic du Midi, France) of the Midi-Pyrénées Observatory, which is operated by the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

(e.g. Hubrig et al. 2000). A second option invokes the continuous generation of the magnetic field through dynamo processes active either within the convective core (Brun et al. 2005) or in the radiative layers (e.g. Lignières et al. 1996; Spruit 2002).

To help identify a theoretical framework applicable for Vega, it is crucial to accumulate more information about its surface magnetic structure and about the temporal evolution of the photospheric magnetic distribution. We propose here to progress in this direction, using high signal-to-noise ratio (S/N hereafter) spectropolarimetric observations that we model using the Zeeman-Doppler Imaging technique (Donati & Brown 1997).

We divide our study as follows: (a) we describe the high-resolution, high S/N spectropolarimetric time-series obtained for Vega, from which we confirm the detection of a photospheric magnetic field; (b) we investigate the rotational modulation of Zeeman signatures and reconstruct a magnetic map of Vega for two observing epochs; (c) we compare the vector magnetic distribution of the two maps and report the absence of any significant evolution of the field structure within one year; (d) finally, we discuss this new observational information and summarize our main results.

2. Results

2.1. Observing material

The observational material employed in this study consists of high-resolution spectra obtained simultaneously in classical spectroscopy (Stokes I) and circularly polarized light (Stokes V) using the stellar spectropolarimeters NARVAL (Télescope Bernard Lyot, Observatoire du Pic du Midi, France) and ESPaDOnS (Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii). These two twin instruments provide full coverage of the optical spectral domain (370 nm to 1000 nm) in a single exposure, at a resolving power of 65 000, with a peak efficiency of about 15% (telescope and detector included). They consist of a bench-mounted spectrograph (based on a dual-pupil optical design and stored in a double thermal enclosure for optimal wavelength stability), fibre-fed from a Cassegrain-mounted module where the polarimetric analysis is performed prior to any oblique reflection of the beam. A series of 3 Fresnel rhombs (two half-wave rhombs that can rotate about the optical axis and one quarter-wave rhomb) are employed to perform a very achromatic polarimetric analysis over the whole spectral domain. They are followed by a Wollaston prism which splits the incident light into two beams, respectively containing light linearly polarized perpendicular/parallel to the axis of the prism. The two beams produced by the Wollaston prism are imaged onto the two optical fibres that carry the light to the spectrograph. Each Stokes V spectrum is obtained from a combination of four sub-exposures taken with the half-wave rhombs oriented at different azimuths (Semel et al. 1993). The data reduction is performed by Libre-Esprit, a dedicated, fully automated software described by Donati et al. (1997) and implementing the optimal spectral extraction principle of Horne (1986) and Marsh (1989).

A total of 838 spectra was recorded from July 2008 to October 2009, during 4 different telescope campaigns. The first data set, taken with NARVAL during 4 consecutive nights in July 2008, is described by L09. To complement this first time-series, we have recorded another set of 80 NARVAL spectra in June/July 2009, followed by 316 ESPaDOnS spectra in September 2009 and 146 NARVAL spectra in October/November 2009. The observations of July 2008 and September 2009 dominate all other available data due to

their dense temporal sampling over consecutive nights, by their high and homogeneous signal-to-noise ratio and by the large number of spectra collected at these two epochs (about 70% of the observing material at our disposal). For this reason, these two data sets will be preferentially used in the rest of our analysis. To ensure an optimal data quality in our study, we have discarded from our data sets all spectra in which a low S/N reveals significant atmospheric absorption or tracking problems. We have also ignored all spectra with significant solar contamination in the Stokes I parameter (observations collected close to sunrise). After cleaning up the data sets, we end up with a total of useful 799 spectra (Table 1). The integration time adopted for the four individual subexposures constituting the Stokes V sequences is varying from one observing run to the next, with values ranging from 4 s in September 2009 to 16 s in June 2009. To this shutter time, we must add another 120 s for each Stokes V sequence, including readout time and rotation of the polarimetric optics. The total time spent to obtain a Stokes V spectrum is therefore comprised between 136 s and 184 s, depending on the observing run.

The Least-Squares Deconvolution technique (LSD; Donati et al. 1997) was applied to all spectra, extracting from each of the 799 spectra a mean line profile with enhanced S/N . Different line lists were employed to check the robustness of our results, but unless specifically mentioned hereafter, the line list used in this paper is identical to that presented by L09. The mask is based on a Kurucz atmospheric model with an effective temperature $T_{\text{eff}} = 10\,000$ K, a surface gravity $\log(g) = 4.0$ and a solar metallicity, yielding a total of about 1100 atomic lines in the spectral window of NARVAL and ESPaDOnS. The resulting S/N of Stokes V LSD cross-correlation profiles is listed in Table 1.

2.2. Axi-symmetric magnetic component

We do not detect any Zeeman signature in any of the individual Stokes V LSD profiles, in agreement with the previous analysis of L09. As a strategy to further improve the S/N of our data and lower our detection threshold, we repeat the approach of L09 and calculate a weighted average of all LSD profiles obtained in each observing run. We therefore end up with 4 distinct averaged Stokes V profiles, plus grand average obtained by averaging all LSD profiles collected in 2008 and 2009 (Fig. 1, upper frame).

All averaged profiles show a polarized signal located around the central radial velocity of the intensity profile (about -13.7 km s $^{-1}$), although the signal detection is ambiguous for the two observing runs suffering from the highest noise levels. Using a χ^2 test similar to the one proposed by L09, the false-alarm probability of a detection is equal to 3×10^{-11} in July 2008, 3×10^{-1} in June 2009, 7×10^{-3} in September 2009, 10^{-1} in October 2009 and 10^{-15} in the grand average. Compared to the first averaged profile obtained in 2008, no statistically significant difference is observed in the signatures obtained during the 2009 observing runs. We emphasize that a similar signature is obtained using either NARVAL or ESPaDOnS data, and with or without inserting the Atmospheric Dispersion Corrector (ADC) in the beam prior to the polarimeter (observations from 2008 were taken without the ADC). The grand average LSD profile, obtained by grouping all available profiles together, has a noise level of $1.6 \times 10^{-6} I_c$ and displays a polarized signal antisymmetric about the line centre, with a peak-to-peak amplitude of $1.8 \times 10^{-5} I_c$. The full velocity width of the signature is about 20 km s $^{-1}$ (or 10 velocity bins), showing that it is comfortably resolved by our instrumental setup.

Table 1. Journal of observations.

Instrument	Date	No. spectra	Subexp. time (s)	Stokes V duration (s)	Average S/N (LSD)
NARVAL	25 Jul. 08	33	6	145	$20\,750 \pm 3062$
	26 Jul. 08	97	6	145	$21\,705 \pm 865$
	27 Jul. 08	97	6	145	$21\,549 \pm 1943$
	28 Jul. 08	30	6	145	$17\,225 \pm 1829$
NARVAL	22 Jun. 09	5	16	185	$16\,913 \pm 874$
	23 Jun. 09	6	16	185	$29\,562 \pm 1256$
	27 Jun. 09	5	16	185	$20\,776 \pm 934$
	04 Jul. 09	33	16	185	$25\,596 \pm 6128$
	05 Jul. 09	31	16	185	$26\,964 \pm 3683$
ESPaDOnS	08 Sep. 09	99	4	135	$22\,190 \pm 1428$
	09 Sep. 09	82	4	135	$22\,438 \pm 1011$
	10 Sep. 09	135	4	135	$19\,304 \pm 3099$
NARVAL	26 Oct. 09	35	12	170	$16\,829 \pm 730$
	27 Oct. 09	51	12	170	$19\,855 \pm 946$
	31 Oct. 09	58	12	170	$23\,561 \pm 4674$
	01 Nov. 09	1	12	170	17 598
	03 Nov. 09	1	12	170	15 990

Notes. from left to right, we list the instrument used for observing, the date, the number of spectra collected during the night, the exposure time of individual subexposures, the total duration of a Stokes V sequence (including detector readout and rotation of Fresnel rhombs) and the average and standard deviation of the S/N values of Stokes V LSD profiles across the night (calculated for spectral bins of 1.8 km s^{-1}).

By using another combination of the four sub-exposures constituting the Stokes V spectrum, it is possible to calculate a “null” line profile which should contain no stellar polarized signal and from which many spurious instrumental signatures can be diagnosed. Similarly to L09, we do not detect any significant spurious signature when running this control calculation (Fig. 1, lower panel), suggesting that most instrumental effects are kept below a limit of about $10^{-6}I_c$. Any significant spurious signature generated by a variability in the shape of Stokes I profiles (for instance, owing to the presence of stellar pulsations) can be ruled out by this test, since (a) its associated signal should show up in the control profile as well and (b) the line variability is unlikely to be confined to the line-center only, contrary to the observed Stokes V signal. A detailed investigation of Stokes I variability, based on the same observing material, is presented by Böhm et al. (in prep.).

To further evaluate the proposed magnetic nature of the polarized signature, we calculate again the averaged Stokes V profile for the global data set, but this time we generate two distinct line-lists from our initial one, by defining a threshold in the Landé factor. The first sub-list contains all lines with a Landé factor $g \leq 1.2$, which yields a mean Landé factor $\bar{g} = 0.94$. The second one is built up from lines with Landé factors $g \geq 1.2$, yielding $\bar{g} = 1.51$. We note that the average wavelength of both line-lists used for comparison are quite similar (495 nm for the low $\bar{g}$, against 498 nm for the higher $\bar{g}$). The resulting Stokes V profiles are plotted in Fig. 2, after correcting the Stokes V parameters for the difference in line depth of about 10% observed in Stokes I . Signatures with similar shapes are derived from both line-lists, with a higher noise than previously observed while taking all available spectral lines in the analysis, because of the smaller number of spectral features used in the cross-correlation process. A difference in amplitude is visible between the two profiles, with a ratio of 1.72 between the peak-to-peak amplitudes obtained with the two masks (note that this difference cannot be taken as statistically significant, given the noise level). With a factor of 1.6 between the $\bar{g}$ values of the masks, the observed amplitude ratio is close to the ratio of Landé factors,

providing us with another hint in favour of the magnetic nature of the polarized signal.

As previously proposed by L09, we also compare averaged profiles obtained from the red and blue halves of the line-list alone (not pictured here), reaching the conclusion that red and blue profiles exhibit a similar signature. Here we propose to check further the robustness of the field detection by employing yet another line-list, obtained by cleaning up our initial line-list, in which the mismatch between the theoretical atmospheric model and the actual spectra can possibly reduce our detection accuracy. First, we remove from the analysis all atomic lines suffering from significant blending with broad lines (e.g. Balmer lines) or molecular bands. By doing so, the number of lines drops to about 600. We then adjust the line weights of the model to agree better with the observed weights and compute again LSD profiles with the new mask. In spite of a lower number of lines in the analysis, the outcome of this test is to enhance the fit of the observed spectrum, thanks to the better match between the modelled and observed spectral lines. The outcome is especially spectacular in Stokes I , where the rms deviation of the fit to the observed spectrum is divided by a factor of ≈ 2 . In spite of the smaller number of spectral features used for cross-correlation, the more accurate line definition results in a marginally increased S/N of the Stokes V LSD profiles. The resulting Zeeman signature (not shown here) is consistent with that obtained using our initial mask.

Finally, we use the centre-of-gravity technique (Rees & Semel 1979) to derive an estimate of the longitudinal magnetic field from the Stokes I and V LSD profiles. The longitudinal field (expressed in Gauss) is obtained through the equation:

$$B_1 = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g c \int (I_c - I(v)) dv} \quad (1)$$

where v (km s^{-1}) is the radial velocity, λ_0 (nm) the mean wavelength of the line-list used to compute the LSD profiles (496 nm here), g the mean Landé factor (equal to 1.20) and c (km s^{-1}) the light velocity. Choosing also a $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ radial velocity range around the line center as integral boundaries, we

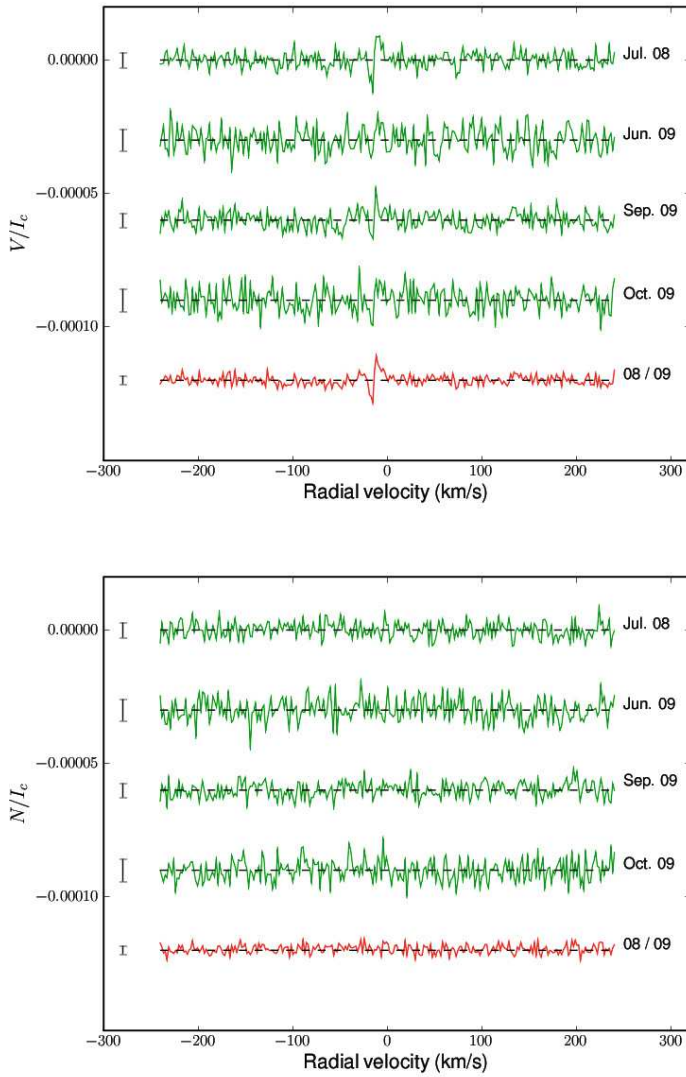


Fig. 1. *Top panel:* averaged Stokes V LSD profiles of Vega for the various observing runs (green lines). The red line is obtained by averaging all 799 Stokes V profiles at our disposal. Note that successive profiles are shifted vertically for better clarity. The error bar corresponding to each profile is plotted at left. *Bottom panel:* same as upper part of the plot, for the “null” control profiles.

get $B_1 = 0.6 \pm 0.2$ G while considering all data together, in agreement with L09, except for a slightly sharper error bar. By running this estimate again after replacing the Stokes V line profile by the null profile, we obtain $B_1 = 0.2 \pm 0.2$ G.

2.3. Zeeman-Doppler imaging

To model the full time-series of Stokes V line profiles (without the previous restriction of considering phase-averaged profiles only), we make a model of a synthetic, spherical stellar surface divided into a grid of pixels, each pixel being associated with a local Stokes I and V profile. Assuming a given magnetic field strength and orientation for each pixel, local Stokes V profiles are calculated under the weak-field assumption, where Stokes V is proportional to $g\lambda_0^2 B_{\parallel} \partial I / \partial \lambda$. λ_0 is the average wavelength of the LSD profile (about 496 nm for Vega), $B_{\parallel}$ is the line-of-sight projection of the local magnetic field vector, g is the

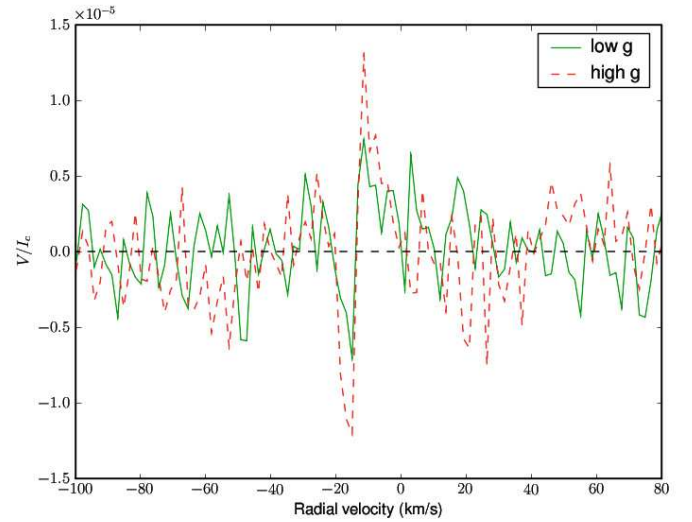


Fig. 2. Averaged Stokes V LSD profiles of Vega for different values of the Landé factor. The profile with a low Landé factor is plotted in green/solid line. The red/dashed line represents the effect of a line list with high Landé factors.

effective Landé factor of the LSD profile (equal to 1.2) and $\partial I / \partial \lambda$ the wavelength derivative of the local synthetic Stokes I line profile (assumed to possess a Gaussian shape). We further assume that there are no large-scale brightness inhomogeneities over the stellar surface, so that all synthetic Stokes I profiles are locally the same over the whole visible photosphere. This last assumption is clearly wrong for Vega, where fast rotation is generating a significant gravity darkening (Takeda et al. 2008). However, several studies have already concluded that the content of magnetic maps issued from Zeeman-Doppler Imaging is mostly insensitive to the value of the input limb-darkening parameter (e.g. Petit et al. 2008), so that, by roughly behaving in a similar manner, the gravity darkening is also not a critical parameter since its influence is dominated by the projection effect that reduces the contribution of pixels located close to the stellar limb. A series of tests, using various approximate laws to describe the gravity/limb darkening, confirmed that this parameter does not affect significantly the results presented here. Finally, we chose to weight the amplitude of the local Stokes profiles for pixels located on the visible hemisphere according to a linear limb-darkening coefficient equal to 0.5 (Claret 2003). The central wavelength of each local profile is shifted according to the line-of-sight velocities of individual pixels, assuming $v \sin i = 22 \text{ km s}^{-1}$ and $i = 7^\circ$ (Takeda et al. 2008). We note that the low inclination angle implies that low-latitude regions are always seen close to the limb, so that the combined effect of geometrical projection, limb darkening and gravity darkening tend to limit their contribution to the line profiles and affect the reconstruction accuracy of low-latitude magnetic features.

Synthetic Stokes V profiles are computed for all observed rotation phases and compared to the observations. The model adjustment is iterative and based on a maximum entropy algorithm (Skilling & Bryan 1984). The version of the code used here makes a projection of the surface magnetic field onto a spherical harmonics frame (Donati et al. 2006), with the magnetic field geometry resolved into its poloidal and toroidal component (Chandrasekhar 1961). We limit the spherical harmonics expansion to $\ell < 10$, since no improvement in the fit to the data

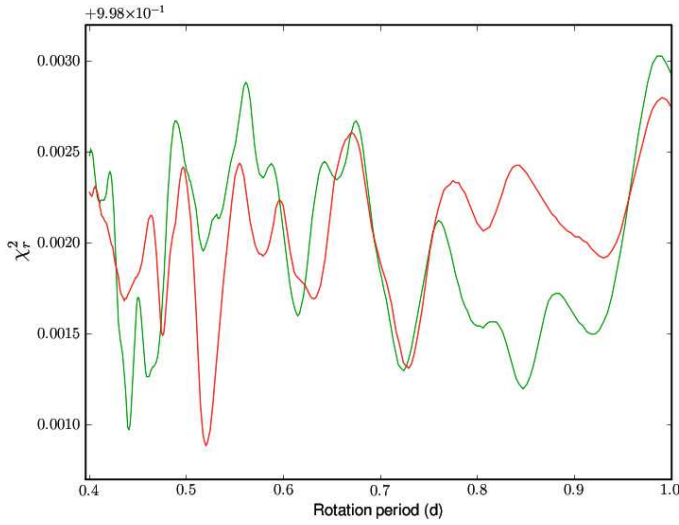


Fig. 3. Periodograms obtained from the NARVAL data set of July 2008 (green line) and from the ESPaDOnS observations of September 2009 (red curve). The numerical value 9.98×10^{-1} indicated on top left must be added to the values of the vertical axis.

is achieved by increasing further the maximum allowed value for ℓ .

2.4. Rotation period

The first step to reconstruct a relevant topology of the surface field consists in determining the stellar rotation period. To do so, we follow the approach of Petit et al. (2002) where a set of magnetic maps is calculated, assuming for each map a different value for the rotation period. We impose a constant entropy for all images and calculate a reduced χ^2 (χ_r^2 hereafter) by comparing the set of synthetic Stokes V profiles produced by ZDI to the observed time-series of profiles. The resulting χ_r^2 variations (plotted in Fig. 3) are recorded over the range of rotation periods to determine the period value producing the best magnetic model (identified by the lowest value of the reduced χ^2 goodness-of-fit parameter). Here, we scan 300 values of the period between 0.4 d and 1 d, a range that encompasses the various rotation periods already proposed in the literature (Aufdenberg et al. 2006; Takeda et al. 2008; Hill et al. 2010). Apart from fluctuations observed across the period span, the average χ_r^2 value of our magnetic model is slightly different for the July 2008 and September 2009 data sets, with mean values of 0.89 and 0.94, respectively. To ease the comparison between both epochs, the resulting χ_r^2 plots illustrated in Fig. 3 are compensated for this difference, so that the average of each curve on display is set to unity.

Several minima are observed in the periodograms obtained for each data set. In July 2008, the best fit is reached at a period of about 0.44 d. In September 2009, the best modelling is obtained for a period close to 0.52 d. Among the observed minima, only one is consistently recovered in both data sets, corresponding to a rotation period close to 0.7 d. This common χ_r^2 minimum is the second deepest in September 2009 and the fourth in July 2008. From the common minimum, we derive a rotation period of 0.725 ± 0.008 d in July 2008, against 0.729 ± 0.008 d in September 2009 (error bars are calculated according to Press et al. 1992). A similar period search, conducted after grouping

all available data from 2008 and 2009, is strongly affected by the sparse observing window and remains inconclusive by exhibiting a dense forest of χ_r^2 minima (not pictured here) over the same period range, with no preferred value of the period.

To estimate the possible impact that the time sampling adopted to acquire the data may have on the locations of the observed χ_r^2 minima, we run again the same period search, but this time we shuffle the spectra by attributing to each spectrum the Julian date of another spectrum from the same time series, with a random date permutation. The outcome of this test is illustrated in Fig. 4. Using the shuffled time-series, we obtain again a series of χ_r^2 minima over the period domain. The observed χ_r^2 variations display a significant correlation between the shuffled and actual time series (with a correlation coefficient of about 0.3, translating into a false-alarm probability of correlation close to 10^{-8}), suggesting an actual impact of the observing window in our period search. The Pearson correlation coefficient obtained by comparing the actual periodograms is higher and equal to 0.39 (for a false-alarm probability of correlation of 10^{-12}). The χ_r^2 minima recovered using the proper time-series are generally lower than those derived from the shuffled ones, showing that a better magnetic model is obtained using properly ordered observations (a good hint that usable rotationally-modulated signal is present in our data). No χ_r^2 minimum is showing up around 0.7 d in the shuffled periodograms, suggesting that this feature is not an artifact generated by the time sampling.

Finally, to test further the robustness of our approach, we replace the observed polarized profiles by synthetic profiles computed by ZDI in the reconstruction of the two magnetic maps described below in Sect. 2.5. These two sets of fake profiles are computed assuming a same rotation period of 0.7319 d (see below) and for the same time-sampling as the observed data. We add a Gaussian noise to the new profiles, in order to simulate a S/N of 20 000 (in rough agreement with our observations). The periodograms derived from the fake observations are plotted in the lower panel of Fig. 4. The χ_r^2 variations are, in this case again, organized in a series of minima, with a Pearson coefficient of 0.3 between the two data sets and a false-alarm probability of correlation equal to 10^{-8} . The χ_r^2 minimum corresponding to the input period is showing up in both time-series, and this time this common minimum is the deepest at both epochs.

In the rest of the analysis, we adopt a value of 0.7319 d for the rotation period. This value is inside the error bars derived above and provides us with the best match between the reconstructed magnetic topology of the star at the two epochs (see below). We choose the Julian date $JD = 2454\,101.5$ (2007 January 01 at 00h00 UT) as phase origin.

2.5. Magnetic topology

In spite of the very weak Zeeman signatures produced by the photosphere of Vega, the detection of a preferred rotation period is a good hint that the large number of spectra involved in the present study can partly compensate for the relatively high noise content of the Stokes V profiles and carry some useful, rotationally-modulated magnetic signal that can be modelled by means of Zeeman-Doppler Imaging.

The magnetic maps reconstructed for July 2008 and September 2009 are displayed in Figs. 5 and 6, while the quality of data adjustment is illustrated in Fig. 7. The most recognizable structure on both maps is a spot of negative radial field centered on the visible pole, extending down to a latitude of 80 degrees and exhibiting a peak strength of about 5 G. This axisymmetric magnetic feature was anticipated by L09 from the shape of the

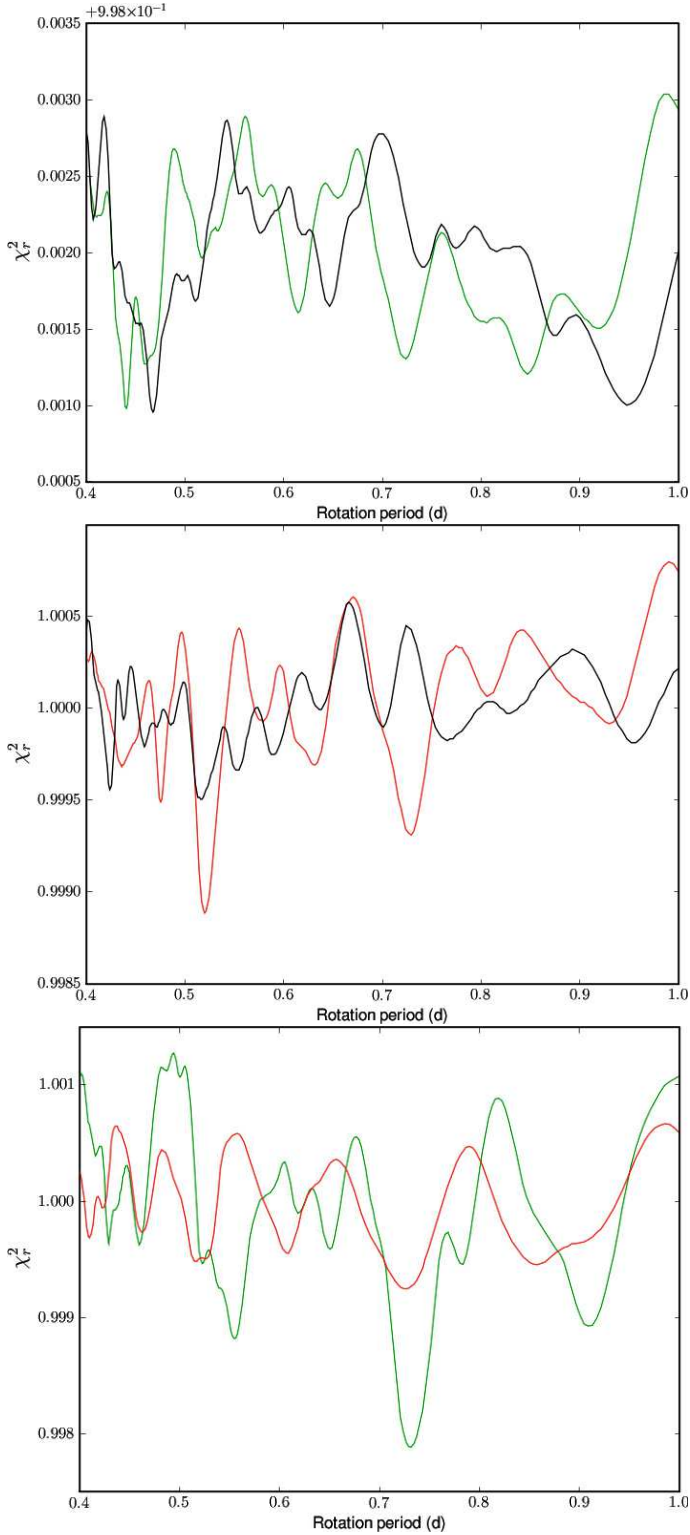


Fig. 4. *Top panel:* same as Fig. 3, but this time the periodogram for July 2008 (green line) is compared to a shuffled data set, in which each individual Stokes V profile has been randomly associated to the Julian date of another profile of the same time-series (black line). *Middle panel:* same as the upper part of the plot, but with observations of September 2009 (red line) and their shuffled counterpart (black line). *Bottom panel:* same as Fig. 3, but using two sets of fake Stokes V profiles computed by ZDI using our time-sampling of July 2008 and September 2009 (green and red lines, respectively).

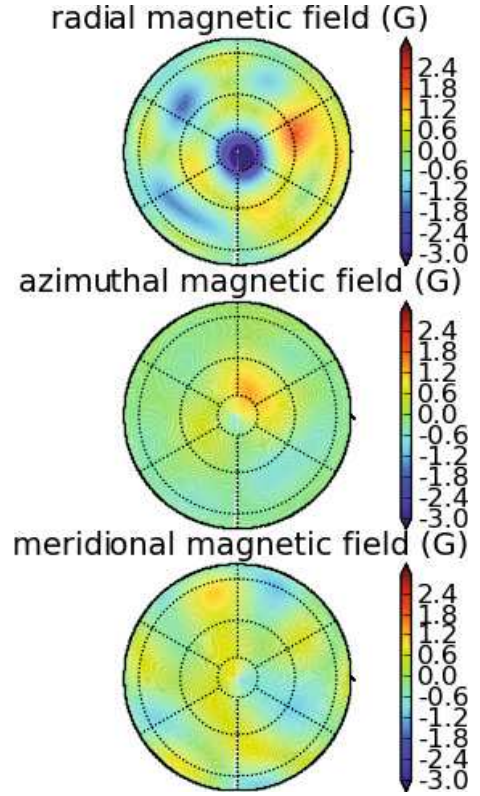


Fig. 5. Vectorial magnetic map of Vega for 2008 July, in polar projection. The 3 charts illustrate the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame with the radial, azimuthal, and meridional field components. The magnetic field strength is expressed in Gauss. The phase origin is set at the bottom of each chart and rotational phases are increasing in the clockwise direction.

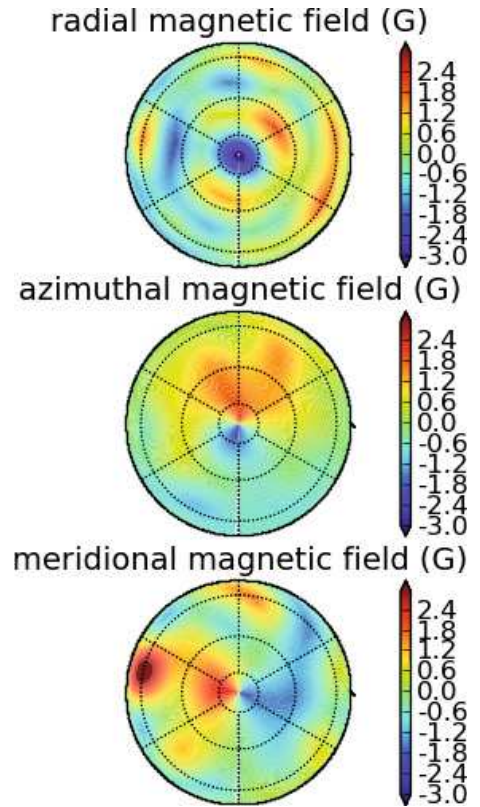


Fig. 6. Same as Fig. 5 for September 2009.

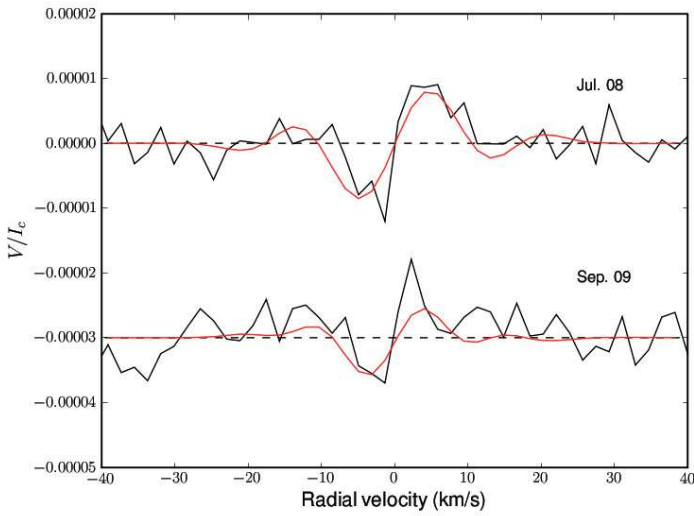


Fig. 7. Comparison between the observed averaged Stokes V LSD profiles and the synthetic averaged profiles of our magnetic model. The observations are illustrated in black (after correction for the average radial velocity of the star), while synthetic profiles are displayed in red.

phase-averaged Stokes V profile, where a negative Zeeman signature survives the averaging of observations corresponding to a large variety of rotational phases (showing that the magnetic feature producing the signature is approximately axisymmetric), spanning a very limited range of Doppler velocities (i.e. concentrated over a small fraction of the stellar surface) and showing up very close to the line centre (as expected for a polar spot).

Apart from this prominent polar magnetic structure, other reconstructed magnetic regions are less obvious to identify when comparing both epochs. Considering the radial field component in both years, a large positive patch is consistently visible around phase 0.7, while the opposite field polarity dominates around phase 0.25. Magnetic features consistently recovered at the one year interval are also visible in the azimuthal magnetic component, where a positive field region is visible around phase 0.6 in both maps. The comparison is even harder for the meridional field component, apart from the highest latitudes where positive field shows up between phase 0 and 0.5, while the opposite polarity is confined to rotational phases larger than 0.5.

To help compare the two maps in a more objective and global way, we can estimate several numerical quantities reflecting some general properties of the surface field distribution and that can easily be derived from the spherical harmonic projection of the magnetic geometry. We first report a consistent average surface field level at both epochs, with 1.0 G in 2008 and 1.4 G in 2009. The field geometry is mostly poloidal, with $78 \pm 2\%$ and $58 \pm 7\%$ of the magnetic energy reconstructed in the poloidal component in 2008 and 2009, respectively (the uncertainties are estimated through the reconstruction of several maps using different values of the input parameters, with $4^\circ \leq i \leq 12^\circ$ and $21 \leq v \sin i \leq 23 \text{ km s}^{-1}$, see Petit et al. 2008). Considering the poloidal field component alone, the dipolar term hosts about $23 \pm 6\%$ of the poloidal magnetic energy in 2008, versus $27 \pm 16\%$ in 2009. We reconstruct just $10 \pm 3\%$ (in 2008 and 2009) of the poloidal magnetic energy in the quadrupole, and $5 \pm 1\%$ in the octupole. We therefore find that a significant amount of the poloidal magnetic energy is reconstructed in modes with $\ell \geq 4$, with 62% and 58%, respectively. Finally, we estimate the percentage of

energy showing up in the axisymmetric field component (taking the poloidal and toroidal components into account), concluding that the field is very far from axisymmetry, with only $21 \pm 2\%$ and $33 \pm 2\%$ of the energy stored in modes with $m = 0$.

By replacing the rotation period of 0.7319 d deduced from our period search by the period of 0.525 d proposed by Aukdenberg et al. (2006), the reconstructed magnetic maps (not shown here) display a lower amount of magnetic energy in low-order poloidal components, with only 3% and 6% in the dipole (respectively for 2008 and 2009), 9% and 7% in the quadrupole, 5% and 4% in the octupole. The magnetic topology is also more axisymmetric, with 48% and 28% in modes with $m = 0$. Using the period of 0.663 d proposed by Hill et al. (2010), the main difference with the map derived using our best period value is a higher fraction of the poloidal magnetic energy reconstructed in the dipolar term, with 55% and 84% (associated to a lower fraction of the energy in the quadrupole and octupole). The field distribution is also less axisymmetric with this rotation period, with 15% and 7% of the energy in $m = 0$. We note that, without any surprise, the polar magnetic region is consistently recovered using any of these rotation periods, since its axisymmetric configuration does not produce any rotational modulation in its associated Zeeman signatures.

Another option to estimate the consistency of both maps, as well as a possible field evolution between the two epochs, consists in isolating strips of equal latitude in both maps to calculate their cross-correlation. The resulting cross-correlation maps obtained for each projection of the magnetic vector are plotted in Fig. 8. For the radial and azimuthal field components, a correlation parameter close to unity is achieved for a phase shift close to zero (at least if we ignore the intermediate-latitude domain of the azimuthal component), confirming that the maps computed from both independent data sets carry similar information (using the preferred rotation period proposed above). The correlation is also very good for the meridional field projection above latitude 60 degrees, but is much lower at low and intermediate latitudes (which is expected for a star with a low inclination angle, as stated in Sect. 2.3). The absence of any significant phase shift between both epochs suggests that the surface differential rotation, if any, is probably very weak on Vega, so that the photospheric magnetic structure was not significantly distorted by a latitudinal shear within 1 year.

3. Discussion and conclusion

Using 4 independent high-resolution spectropolarimetric data sets of Vega collected over more than one year with two different instruments, we confirm the detection of circularly-polarized signatures first reported by L09. The shape and amplitude of the signal show no significant differences between the successive observing runs, giving further support to a stellar origin of the signal. The lack of any detection in the diagnostic null spectrum, and the higher amplitude of the signature obtained while selecting photospheric spectral lines with a higher Landé factor, are strong evidences for a photospheric magnetic origin of this signal.

Periodic variations of the signal are observed in our data and are consistent with a rotation period of 0.732 ± 0.008 d. This period is close to the value of ≈ 0.733 d proposed by Takeda et al. (2008) from a careful modelling of individual spectral lines and the SED. This period is consistently recovered using two independent spectropolarimetric data sets, although this is not the only possible value if the different sets are considered individually. We do not find such repeated evidence in favor of

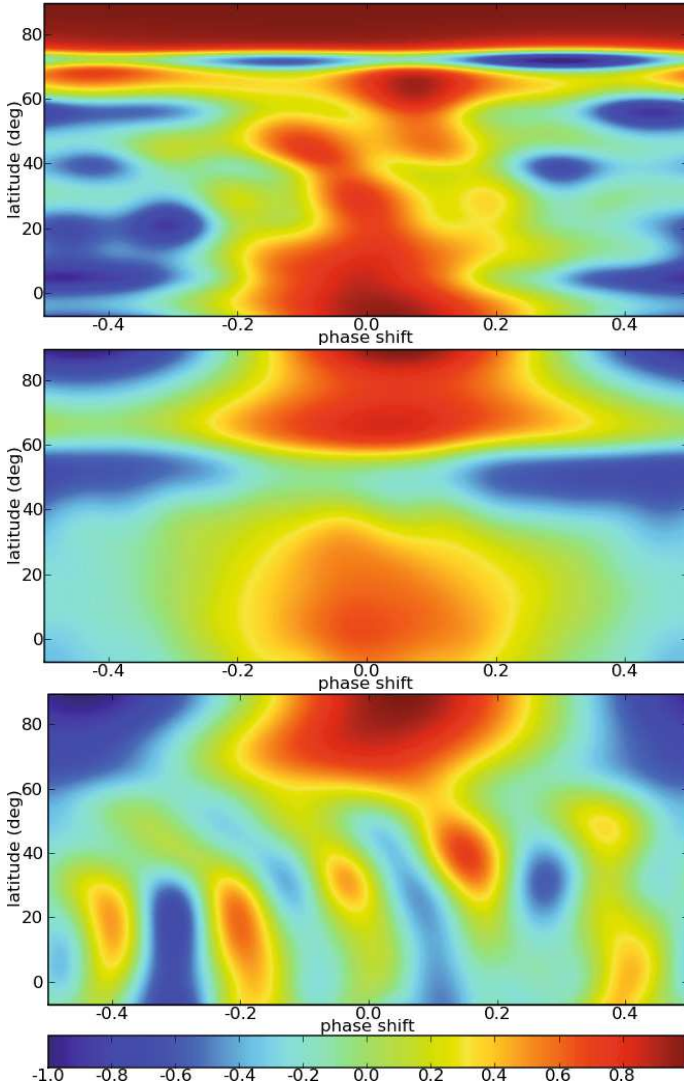


Fig. 8. Cross-correlation maps obtained from the comparison of the magnetic geometries reconstructed in July 2008 and September 2009. Results for each component of the magnetic vector are illustrated in a separate chart, with the radial, azimuthal and meridional components from top to bottom.

the alternate value of ≈ 0.524 d proposed by Aufdenberg et al. (2006) from interferometric observations. The data adjustment is also slightly degraded while using the value of ≈ 0.663 d derived by Hill et al. (2010) from high resolution spectra. We infer that the stellar spin is close to a solid-body rotation, as suggested by the lack of evidence for any significant distortion of the magnetic field distribution over one year. New observations of Vega are obviously needed to further increase our temporal lever arm and better characterize the possible secular evolution of the magnetic field under weak large-scale motions (differential rotation or meridional flows).

The surface mapping of the magnetic field displays several striking differences while compared to magnetic geometries usually observed in magnetic intermediate-mass stars. Once averaged over the visible part of the stellar surface, the field strength does not exceed 1 G, while the observed large-scale fields of all Ap stars appear to be larger than a few hundred Gauss at the magnetic poles (Aurière et al. 2007). Furthermore, in spite of the weakness of the observed Zeeman signatures, we find repeated hints that the field structure of Vega is more complex than

the large-scale fields of chemically peculiar stars (e.g. Lüftinger et al. 2010), with about half of the poloidal magnetic energy reconstructed in spherical harmonics terms with $\ell > 3$ (except when using the rotation period of Hill et al. 2010). The complexity of this geometry is at odds with a fossil field hypothesis, since only low-order field geometries are expected to survive on long timescales. It could be argued that the young age of Vega (a few hundreds of Myr) could account for this complex field structure, but there is now growing evidence that strongly magnetic Herbig stars exhibit a very simple field topology (e.g. Alecian et al. 2008) whereas they are much younger than Vega (with typical ages of a few Myr for Herbig stars), confirming that the field topology we reconstruct is quite different from anything observed so far on intermediate-mass stars.

A complex field structure would be more naturally expected in the presence of dynamo action. Several clues gathered from our observations could be reconciled with a stellar dynamo, starting from the fast rotation that is a critical ingredient to trigger large-scale dynamos. In the case of a dynamo (core-dynamo or radiative envelope dynamo), the observed high-latitude spot of radial magnetic field could possibly be interpreted as the surface emergence of flux tubes expelled through magnetic buoyancy, with a transit across the stably-stratified layers progressively deflected towards the spin axis by the action of the Coriolis force (a mechanism already proposed to account for the high-latitude emergence of cool spots on rapidly-rotating cool stars, Schuessler et al. 1996).

Other information gained from the surface topology may help to distinguish between a core dynamo and a dynamo taking place in the radiative layers. We observe that, apart from the prominent polar magnetic region, a few other magnetic spots are reconstructed at lower latitudes (these low-latitude, non-axisymmetric magnetized regions are responsible for the rotational modulation of the Zeeman signatures). The observed surface location of these regions suggests they were emerging at the surface before experiencing an efficient polar deflection, implying that they may be formed in internal layers close to the photosphere, which tends to favor the radiative dynamo hypothesis against the core dynamo.

Considering the hypothesis of a core dynamo, we note that the buoyant rise time from the core can become much longer than the age of Vega for weakly magnetized flux-tubes (Moss 2001; MacGregor & Cassinelli 2003; MacDonald & Mullan 2004; Mullan & MacDonald 2005). The rise time is less problematic if taking place in the radiative envelope, as the magnetic field is generated higher in the stellar interior. Both the core and the radiative zone dynamo models involve a significant amount of differential rotation for the generation of a large-scale toroidal field, but provide few predictions about the expected surface flows. From our observations we can only argue that the global surface differential rotation seems to be very weak on the observable surface of the star, but the noise level in our data is too high to exclude the possible existence of photospheric zonal flows affecting only a fraction of the visible stellar hemisphere.

An important clue to distinguish between the fossil or dynamo hypothesis would be to investigate the long-term stability of the observed magnetic geometry, as a dynamo-generated field is likely to experience some temporal variability. Without any detected changes in the magnetic geometry over a timespan of one year, we suggest that a long-term monitoring of the star is critically needed to probe further the temporal evolution of the field and decide between the various theories at our disposal. Accumulating more spectropolarimetric observations of Vega (and decreasing further the noise level) will also help to

tackle more detailed studies of its magnetic structure. In particular, future work may include the study of Zeeman signatures associated to specific chemical species, in order to investigate the possible correlation between the magnetic field geometry and the surface abundance inhomogeneities, a phenomenon already well documented for Ap/Bp stars (e.g. Hubrig et al. 2006; Briquet et al. 2010).

Finally, the high- S/N observation of a larger sample of normal intermediate-mass stars is of prime importance to establish the fraction of stars hosting a Vega-like magnetic field and determine the stellar parameters controlling the occurrence of such magnetism.

Acknowledgements. We thank the staffs of TBL and CFHT for their efficient help during these challenging observing runs. GAW acknowledges Discovery Grant support from the Natural Science and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and from the Department of National Defence (Canada) Academic Research Program. V.V.G. acknowledges grant support from the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, France). We are grateful to the referee, Dr Gautier Mathys, for comments that helped to clarify some aspects of this work.

References

- Alecian, E., Catala, C., Wade, G. A., et al. 2008, *MNRAS*, 385, 391
- Aufdenberg, J. P., Mérand, A., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, *ApJ*, 645, 664
- Aurière, M., Wade, G. A., Silvester, J., et al., 2007, *A&A*, 475, 1053
- Briquet, M., Korhonen, H., González, J. F., Hubrig, S., & Hackman, T. 2010, *A&A*, 511, A71
- Brun, A. S., Browning, M. K., & Toomre, J. 2005, *ApJ*, 629, 461
- Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, International Series of Monographs on Physics, Oxford, Clarendon
- Claret, A. 2003, *A&A*, 401, 657
- Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, *A&A*, 326, 1135
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 629
- Hill, G., Gulliver, A. F., & Adelman, S. J. 2010, *ApJ*, 712, 250
- Horne, K. 1986, *PASP*, 98, 609
- Hubrig, S., North, P., & Mathys, G. 2000, *ApJ*, 539, 352
- Hubrig, S., González, J. F., Savanov, I., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1953
- Lignières, F., Catala, C., & Mangeney, A. 1996, *A&A*, 314, 465
- Lignières, F., Petit, P., Böhm, T., & Aurière, M. 2009, *A&A*, 500, L41
- Lüftinger, T., Fröhlich, H.-E., Weiss, W. W., et al. 2010, *A&A*, 509, A43
- MacDonald, J., & Mullan, D. J. 2004, *MNRAS*, 348, 702
- MacGregor, K. B., & Cassinelli, J. P. 2003, *ApJ*, 586, 480
- Marsh, T. R. 1989, *PASP*, 101, 1032
- Moss, D. 2001, *ASPC*, 248, 305
- Mullan, D. J., & MacDonald, J. 2005, *MNRAS*, 356, 1139
- Petit, P., Donati, J.-F., & Collier Cameron, A. 2002, *MNRAS*, 334, 374
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*, 2nd edn (CUP)
- Rees, D. E., & Semel, M. D. 1979, *A&A*, 74, 1
- Schuessler, M., Caligari, P., Ferriz-Mas, A., Solanki, S. K., & Stix, M. 1996, *A&A*, 314, 503
- Semel, M., Donati, J.-F., & Rees, D. E. 1993, *A&A*, 278, 231
- Shorlin, S. L. S., Wade, G. A., Donati, J.-F., et al. 2002, *A&A*, 392, 637
- Skilling, J., & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111
- Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 381, 923
- Takeda, Y., Kawanomoto, S., & Ohishi, N. 2008, *ApJ*, 678, 446
- Wade, G. A., Donati, J.-F., Landstreet, J. D., & Shorlin, S. L. S. 2000, *MNRAS*, 313, 851
- Wade, G. A., Aurière, M., Bagnulo, S., et al. 2006, *A&A*, 451, 293

A dominant magnetic dipole for the evolved Ap star candidate EK Eridani[★]

M. Aurière^{1,2}, R. Konstantinova-Antova^{3,1}, P. Petit^{1,2}, T. Roudier^{1,2}, J.-F. Donati^{1,2}, C. Charbonnel^{4,2},
 B. Dintrans^{1,2}, F. Lignières^{1,2}, G. A. Wade⁵, A. Morgenthaler^{1,2}, and S. Tsvetkova³

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 31028 Toulouse Cedex 4, France
 e-mail: [michel.auriere;pascal.petit;thierry.roudier;jean-francois.donati;boris.dintrans;francois.lignieres;
 audrey.morgenthaler]@irap.omp.eu

² CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

³ Institute of Astronomy and NAO, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tsarigradsko shose, 1784 Sofia, Bulgaria
 e-mail: [renada;stsvetkova]@astro.bas.bg

⁴ Geneva Observatory, University of Geneva, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland
 e-mail: corinne.charbonnel@unige.ch

⁵ Department of Physics, Royal Military College of Canada, PO Box 17000, Station “Forces”, Kingston, Ontario, K7K 4B4, Canada
 e-mail: gregg.wade@rmc.ca

Received 17 June 2011 / Accepted 20 September 2011

ABSTRACT

Context. EK Eri is one of the most slowly rotating active giants known, and has been proposed to be the descendant of a strongly magnetic Ap star.

Aims. We have performed a spectropolarimetric study of EK Eri over 4 photometric periods with the aim of inferring the topology of its magnetic field.

Methods. We used the NARVAL spectropolarimeter at the *Bernard Lyot* telescope at the Pic du Midi Observatory, along with the least-squares deconvolution method, to extract high signal-to-noise ratio Stokes *V* profiles from a timeseries of 28 polarisation spectra. We have derived the surface-averaged longitudinal magnetic field *B_l*. We fit the Stokes *V* profiles with a model of the large-scale magnetic field and obtained Zeeman Doppler images of the surface magnetic strength and geometry. We studied the classical activity indicators, the Ca II H and K lines, the Ca II infrared triplet, and H α line, as well as the stellar radial velocity.

Results. *B_l* variations of up to about 80 G are observed without any reversal of its sign, and which are in phase with photometric ephemeris. The activity indicators are shown to vary smoothly on a timescale compatible with the rotational period inferred from photometry (308.8 d), however large deviations can occur from one rotation to another. The surface magnetic field variations of EK Eri appear to be dominated by a strong magnetic spot (of negative polarity) which is phased with the dark (cool) photometric spot. Our modeling shows that the large-scale magnetic field of EK Eri is strongly poloidal. For a rotational axis inclination of *i* = 60°, we obtain a model that is almost purely dipolar.

Conclusions. In the dipolar model, the strong magnetic/photometric spot corresponds to the negative pole of the dipole, which could be the remnant of that of an Ap star progenitor of EK Eri. Our observations and modeling conceptually support this hypothesis, suggesting an explanation of the outstanding magnetic properties of EK Eri as the result of interaction between deep convection and the remnant of an Ap star magnetic dipole. Nevertheless, the longitudinal magnetic field curve clearly shows changes from one rotation to the next, indicating that the surface magnetic topology is not static as in an Ap star.

Key words. stars: individual: EK Eridani – stars: magnetic field – stars: late-type

1. Introduction

The slowly rotating active G8 III-IV giant EK Eri (HR 1362, HD 27536) is considered as a candidate for being the descendant of a strongly magnetic Ap star (Stepień 1993; Strassmeier et al. 1999). The detection of a strong surface magnetic field, dominated by a poloidal component, is consistent with this hypothesis (Aurière et al. 2008). EK Eri has now been surveyed photometrically during more than 30 years and its magnetic activity studied spectroscopically (Dall et al. 2010, hereafter DBSS10).

These authors demonstrate that, while the photometric variation and possibly the period may change from season to season, an average period of 308 ± 2.5 d provides an acceptable explanation of the data. DBSS10 report a photometric ephemeris based on this period, confirm that the main light variations are due to dark spots and tentatively suggest that the star is a dipole-dominated oblique rotator viewed close to equator-on. Based on this picture they propose that the rotation period is twice the photometric period.

Following the initial magnetic observations presented by Aurière et al. (2008), we have now monitored EK Eri throughout 4 seasons, corresponding to about 4 photometric periods (308.8 d, according to DBSS10). In this paper we present our new data and the associated analysis, which enables us to

[★] Based on data obtained using the *Télescope Bernard Lyot* at Observatoire du Pic du Midi, CNRS/INSU and Université de Toulouse, France.

Table 1. Log of observations of EK Eri (for details, see Sect. 2.1).

Date	HJD 2 450 000+	Phot. Phase	S-index	Ca II 854.2 nm	H α	B_{ℓ} G	σ G	RV km s ⁻¹
20 Sep. 07	4364.69	0.212	0.501	0.319	0.226	-98.6	1.0	7.118
12 Nov. 07	4417.44	0.383	0.457	0.291	0.233	-21.1	0.7	7.047
13 Nov. 07	4418.45	0.386	0.456	0.297	0.233	-21.4	0.9	7.053
19 Jan. 08	4485.31	0.603	0.470	0.303	0.230	-28.9	1.2	7.096
20 Jan. 08	4486.38	0.606	0.463	0.295	0.227	-31.6	0.9	7.110
06 Feb. 08	4503.35	0.661	0.469	0.302	0.234	-45.6	0.8	7.111
03 Apr. 08	4560.31	0.845	0.513	0.339	0.250	-62.7	1.2	7.145
28 Aug. 08	4707.68	0.323	0.502	0.331	0.251	-12.8	0.7	7.052
14 Sep. 08	4724.60	0.378	0.511	0.338	0.262	-27.9	1.4	7.043
24 Sep. 08	4734.57	0.410	0.510	0.341	0.270	-18.8	1.1	7.000
29 Sep. 08	4739.71	0.426	0.506	0.338	0.264	-13.7	0.8	6.996
20 Dec. 08	4821.37	0.691	0.543	0.365	0.266	-36.8	1.1	7.046
30 Jan. 09	4862.35	0.824	0.588	0.390	0.291	-46.4	1.0	7.207
25 Feb. 09	4888.31	0.908	0.573	0.369	0.270	-67.8	0.9	7.176
28 Sep. 09	5103.62	0.605	0.602	0.423	0.286	-48.0	1.2	7.080
27 Oct. 09	5132.57	0.699	0.576	0.396	0.280	-56.9	1.3	7.101
15 Jan. 10	5212.44	0.957	0.547	0.339	0.254	-88.6	2.7	7.190
03 Feb. 10	5231.32	0.018	0.566	0.354	0.259	-90.7	2.1	7.200
13 Feb. 10	5241.29	0.051	0.575	0.363	0.263	-90.9	2.1	7.214
06 Mar. 10	5262.30	0.119	0.548	0.353	0.258	-77.0	1.2	7.218
22 Mar. 10	5278.32	0.171	0.533	0.348	0.260	-58.9	1.0	7.195
21 Sep. 10	5461.62	0.764	0.598	0.381	0.278	-90.9	1.2	7.062
13 Oct. 10	5483.64	0.836	0.565	0.370	0.262	-94.6	0.9	7.107
12 Nov. 10	5513.55	0.932	0.571	0.365	0.264	-93.1	1.1	7.183
04 Dec. 10	5535.36	0.003	0.576	0.359	0.270	-87.2	6.8	7.150
03 Jan. 11	5565.28	0.100	0.585	0.374	0.268	-77.7	1.0	7.150
23 Jan. 11	5585.44	0.165	0.589	0.436	0.272	-57.6	1.0	7.166
21 Mar. 11	5642.31	0.350	0.574	0.403	0.277	-39.5	1.2	7.130

Notes. Date of mid-observation, corresponding HJD, photometric phase, S -index for Ca II H & K, R_c values for Ca II 854.2 nm and H α , B_{ℓ} values and their uncertainties, and radial velocity of the LSD Stokes I profile.

establish the rotational period of EK Eri and to model its surface magnetic topology.

2. Observations

2.1. Observations with NARVAL

The 28 observations of EK Eri were obtained between 20 September 2007 and 21 March 2011 at the 2 m telescope *Bernard Lyot* (TBL) of Pic du Midi Observatory. We used the NARVAL spectropolarimeter, which is a copy of the ESPaDOnS instrument at the Canada-France-Hawaii Telescope (Donati et al. 2006a). NARVAL was used in polarimetric mode with a spectral resolution of about 65 000, in the same configuration and with the same procedure as described by Aurière et al. (2008).

To complete the Zeeman analysis, least-squares deconvolution (LSD, Donati et al. 1997) was applied to all observations. We used a line mask calculated for an effective temperature of 5250 K, $\log g = 3.5$, and a microturbulence of 2.0 km s⁻¹, consistent with physical parameters reported by DBSS10. In the present case this method enabled us to average about 11 000 spectral lines and to derive Stokes V profiles with a S/N that improved by a factor of about 40 in comparison with that for single lines. We then computed the longitudinal magnetic field B_{ℓ} in Gauss, using the first-order moment method (Rees & Semel 1979; Donati et al. 1997).

Spectra obtained with NARVAL enable us to simultaneously obtain magnetic data, measurements of activity indicators as well as radial velocity (RV) measurements, so that studying correlations between these quantities is straightforward. The

activity of the star was monitored by using line-activity indicators measured from the NARVAL spectra. We computed the S -index (defined from the Mount Wilson survey, Duncan et al. 1991) for the chromospheric Ca II H & K line cores. Our procedure was first calibrated on the main sequence solar-type stars of Wright et al. (2004), then we added 0.03 to the index to fit measurements of 5 giant stars observed by Duncan et al. (1991) and Young et al. (1989). We also measured the relative intensity with respect to the continuum (R_c) of the Ca II IR triplet (854.2 nm component) and H α .

We measured the RV of EK Eri from the LSD Stokes I profiles using a Gaussian fit.

Table 1 reports the date, HJD, photometric phase (based on the ephemeris of DBSS10), the Ca II H & K S -index, R_c values for Ca II 854.2 nm and H α , the measured B_{ℓ} values and their uncertainties, and the inferred radial velocities.

2.2. Results: variations of B_{ℓ}

Table 1 and Fig. 1 show that B_{ℓ} does not reverse its polarity during the 4 observed seasons. Figure 1 displays B_{ℓ} measurements with respect to HJD. Vertical marks at the top of Fig. 1 indicate the times of photometric minima according to the ephemeris of DBSS10, i.e. when the cool spot is centred on the visible hemisphere of the star (phase 0.0). We see that the unsigned B_{ℓ} is approximately at maximum at these dates. In the third season (2009–2010), which is well-centred on the spot passage, $|B_{\ell}|$ is confirmed to peak at phase 0. This trend is clearly visible in Fig. 2 (upper panel) which contains the same data as in Fig. 1,

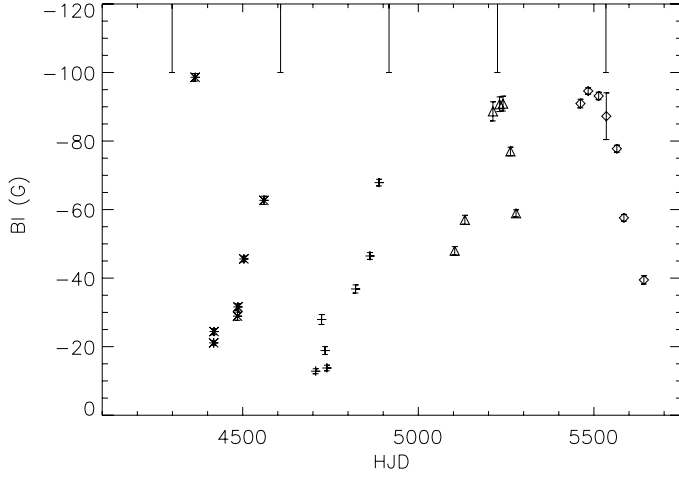


Fig. 1. Variations of the longitudinal magnetic field B_l in G versus HJD (minus 2 450 000). Different symbols represent different observing seasons: stars: 2007–2008, crosses: 2008–2009, triangles: 2009–2010, diamonds: 2010–2011. Vertical marks at the top of the figure indicate the times of photometric minima according to the ephemeris of DBSS10.

but folded with respect to the photometric ephemeris (DBSS10, $P = 308.8$ days, $HJD_0 = 2\,453\,372.679$). This is consistent with a picture in which the center of the dark spot of EK Eri coincides with the strongest $|B_l|$. DBSS10 suggested that the dark spot could correspond to the pole of the remnant of the dipole of an evolved Ap star.

Since B_l does not reverse its polarity, in this scenario, only one pole of the putative dipole is observed, and the rotational period would then be equal to the photometric period, and not its double, contrary to the suggestion of DBSS10.

Figure 2 also shows that the (year to year) scatter of the points is significant with respect to the error bars. It could be due to an incorrect period, or in changes in activity level, as observed in photometry. In the scenario where the rotational period is the photometric one, this would show that an oblique rigid rotator model (ORM, Stibbs 1950) alone could not explain the variations of B_l . Some dynamo process would therefore need to be invoked.

2.3. Results: variations of activity indicators and RV

Figure 2 (lower panels) shows the variations of the activity indicators versus photometric phase. Though the points are scattered, their lower envelope follows the variations of $|B_l|$ with respect to phase, with a maximum near phase 0, and a minimum near phase 0.5. This trend is more visible for Ca II (S -index and IR lines) than for H α . Some points are significantly above the lower contours of the plots and they are discussed below. In particular, during the 2010–2011 season, the modulation of activity indicators appears to disappear (this season is highlighted in red in Fig. 2). Error bars are computed for each measurement of Ca II IR and H α measurement. They are generally of order 0.001, and never reach 0.01. As to S -index, an internal error of 0.007 is estimated for the whole sample (see also Sect. 2.4) in agreement with the day-to-day scatter (Table 1, 12/13 November 2007, 19/20 January 2008). These error bars for activity indicators are smaller than the symbols used in Fig. 2 (lower panel) and are therefore not plotted there.

Figure 3 shows the variations of RV versus phase. The long term stability of NARVAL is about 30 m s^{-1} (e.g., Aurière et al. 2009). RV is found to vary with photometric phase, as already

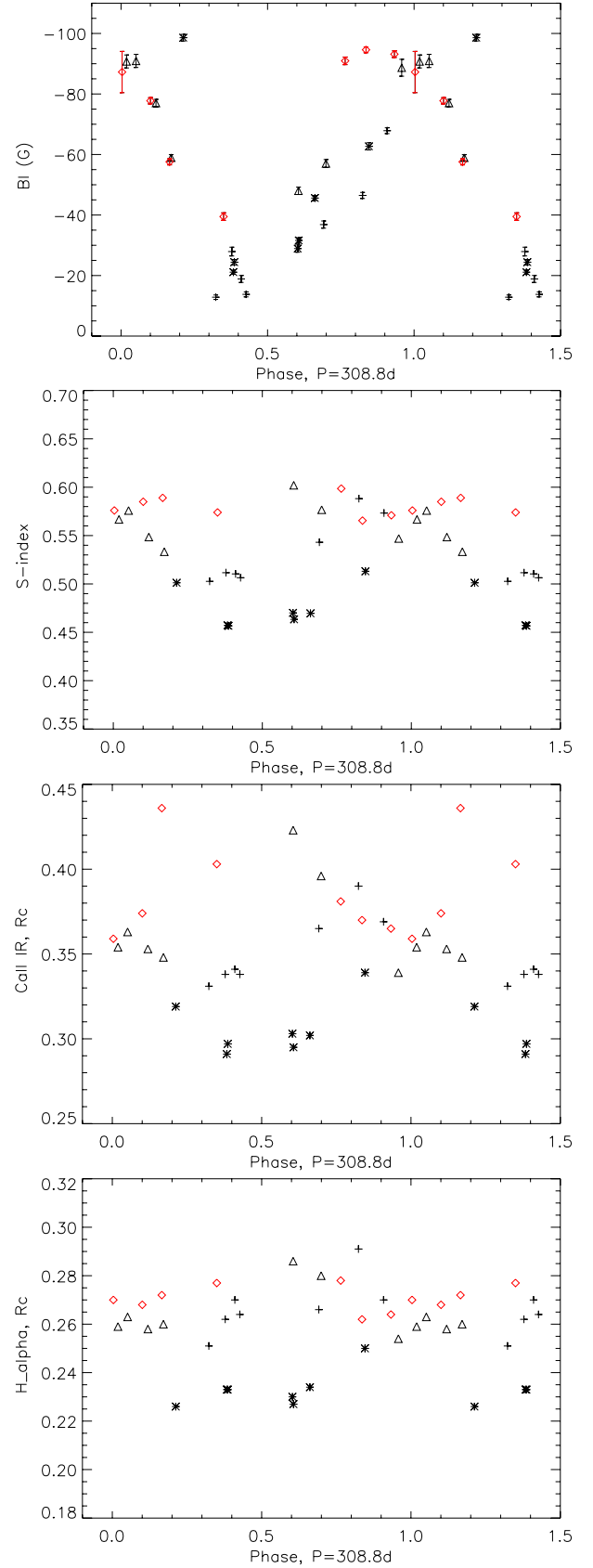


Fig. 2. Variations of the longitudinal magnetic field B_l (upper panel) and of the activity indicators (lower panels), with photometric phase. The lower panels, from top to bottom, show: S -index, R_c for Ca II IR lines and H α . Different symbols represent different observing seasons: stars: 2007–2008, crosses: 2008–2009, triangles: 2009–2010, diamonds: 2010–2011; the 2010–2011 season is shown in red.

reported by Dall et al. (2005, DBSS10). There is some scatter near phase 0 and a delay of the RV maximum by about 0.1 cycles with respect to B_ℓ . This trend strongly suggests that the cool/magnetic spot is responsible for the RV variations (see also Dall et al. 2005, DBSS10). Because of the small $v \sin i$ of EK Eri, classical Doppler imaging is not possible for this star. On the other hand, a small $v \sin i$ does not prevent mapping using Zeeman-Doppler imaging as described in Sect. 3 (e.g., Petit et al. 2008).

2.4. Discrepant points in B_ℓ and activity indicators

Figure 2 shows that the seasonal variations of B_ℓ and the activity indicators generally vary coherently with photometric phase, and that there is seasonal scatter greater than the measurement error bars. In addition there are some outstanding deviations from the mean variation.

As far as the B_ℓ measurements are concerned, the observations of 20 September 2007 (the first one, which is our “discovery observation”), as well as those obtained on 21 September and 13 October 2010 present outstanding deviations from the general phase variations. On 20 September 2007, the S -index and other activity indicators do not deviate from the general phase variation. On the other hand, for the 2 first autumn 2010 observations, both B_ℓ and activity indicators are stronger than expected at their respective phases.

Remarkably, in the 2010–2011 season, the modulation of activity indicators disappears: this season is highlighted in red in Fig. 2. While B_ℓ values approach the typical level and modulation at the end of 2010, the intensity of the activity indicators remains high. Also, on some occasions, in particular 28 September 2009, the activity indicators are surprisingly high, while the B_ℓ value is quite normal with respect to the phase. Looking closely at the data, we find that we may have a problem of normalization of the continuum for this date, which can affect the measurements of activity indicators, but not B_ℓ (as the Stokes V measurement is a differential measurement). To further investigate this potential background problem, we have computed the Ca II H emission index used by Morgenthaler et al. (2011a,b). This method makes use of a synthetic spectrum from the POLLUX database (Palacios et al. 2010) to normalise the continuum. It was found to be very effective in the case of solar-type dwarfs, enabling those authors to reach internal errors of about 0.001 for chromospheric emission index measurements (Morgenthaler et al. 2011a,b). However, in the case of EK Eri this method did not allow us to reduce the deviations, and we present our S -index measurements in Table 1 and Fig. 2 as they are.

Of peculiar interest are the isolated enhancements of B_ℓ , activity indicators or both. They may be associated with flares as observed in active giants (e.g., Konstantinova-Antova et al. 2000, 2005). In this case it would be the first time that simultaneous observations of magnetic field and activity indicators have been performed during flares in the stellar context. In the solar case, a simultaneous increase of magnetic field and H α has been observed (Lozitsky et al. 2000).

The outlying magnetic observations of September 2007 and autumn 2010 were found to increase dramatically the reduced χ^2 of our model fitting in Sect. 3. We will use only data between November 2007 and March 2010 (spanning about 3 rotations) for forthcoming magnetic analysis.

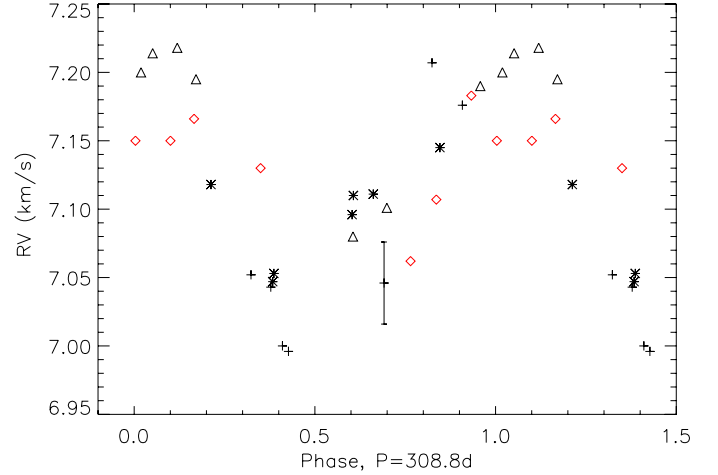


Fig. 3. Variations of radial velocity with photometric phase. An error bar of 30 m s^{-1} is indicated. Different symbols represent different observing seasons: stars: 2007–2008, crosses: 2008–2009, triangles: 2009–2010, diamonds: 2010–2011; the 2010–2011 season is shown in red.

3. The topology of the magnetic field at the surface of EK Eri

3.1. Zeeman-Doppler imaging

In order to model our series of Stokes V line profiles and to reconstruct the surface magnetic geometry of the star, we have used the Zeeman-Doppler imaging inversion method (ZDI; Donati & Brown 1997). The version of the code employed is that described by Donati et al. (2006b): the surface magnetic field is projected onto a spherical harmonics frame and the magnetic field is resolved into poloidal and toroidal components. Because of the very slow rotation of EK Eri, its $v \sin i$ has been impossible to determine up to now due to the degeneracy between $v \sin i$ and macroturbulence (DBSS10). These authors consider that 0.8 km s^{-1} is a safe upper limit for $v \sin i$. In our models we used $v \sin i = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ and found that varying this value did not significantly change our results. We used a linear limb darkening coefficient equal to 0.75. We limited the spherical harmonics expansion to $\ell \leq 3$ since increasing this threshold do not significantly change the results.

3.2. The rotational period of EK Eri

Knowing the rotational period of EK Eri is essential to be able to perform ZDI. Photometric variations of EK Eri have been now monitored during more than 30 years and a period of 308.8 ± 2.5 days has been adopted (DBSS10) as well as an ephemeris. This period may have changed slightly during the span of the photometric observations (Strassmeier et al. 1999). DBSS10 argued that the rotational period could be equal to twice the photometric period, i.e. 617.6 ± 5 days. To determine independently the rotational period of EK Eri, we have followed the approach of Petit et al. (2002), and calculated a set of magnetic maps, assuming for each map a different value for the rotational period. We impose a constant entropy for all the images and calculate as a goodness-of-fit parameter the reduced χ^2 (χ_r^2 hereafter) by comparing the set of synthetic Stokes V profiles produced by ZDI to the observed time-series of Stokes V profiles. We then study the variations of χ_r^2 over the range of rotation periods, to determine the period value producing the best magnetic model (identified by the lowest value of χ_r^2). Here we

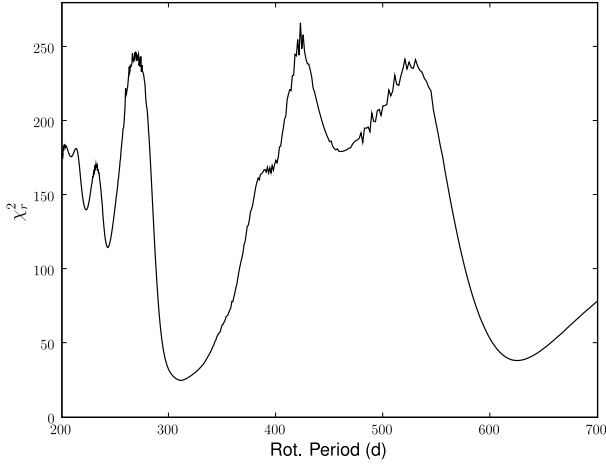


Fig. 4. Periodogram obtained using the entire data set between November 2007 and March 2010.

scanned 400 values of the period between 200 and 700 days, a range which encompasses the photometric and rotational periods proposed for EK Eri by DBSS10. Our periodograms show a favoured period near 311 days. However the minimum χ_r^2 value is high (about 25), notwithstanding that we limited our observational sample to the timespan November 2007–March 2010 in order to avoid the effect of the strong deviations observed on 20 September 2007 and during the autumn of 2010. We therefore introduced a possible differential rotation (Petit et al. 2002). Ultimately, we could not improve the results and deduced a negligible differential rotation for EK Eri. We also considered that our approximate line profile model might be the source of the high χ_r^2 : the current local line profile used in our model is a Gaussian function. In an attempt to improve the fit of the line profile, we introduced a Lorentzian function and some asymmetry, but we still could not reduce significantly the χ_r^2 . Ultimately, we consider that the relatively poor detailed fit to the Stokes V profiles resulting from our best-fit model is mainly due to the seasonal scatter of the magnetic field strength.

Figure 4 shows the periodogram obtained for the whole data set between November 2007 and March 2010, assuming a rotational axis inclination of EK Eri of $i = 60^\circ$ and truncating the expansion at $\ell = 3$. For rotational periods of 311.5 d, 308.8 d, and 625 d, we obtain respectively values for χ_r^2 of 25 (our minimum), 25.3 and 38.2. The 600 day period suggested by DBSS10 is therefore eliminated both by our periodogram analysis and by the fact that their scenario to explain $P_{\text{rot}} = 2P_{\text{phot}}$ is not supported by the B_ℓ variations (Sect. 2.2). Since we found that phase 0.0 of the ephemeris of DBSS10 corresponds to approximately the center of the magnetic spot which dominates the magnetic map (see below), we decided to use the photometric period of 308.8 days (and $\text{HJD}_0 = 245\,3372.679$) for our analysis of the magnetic topology.

Figure 5 presents the fit of our best model to the observed Stokes V LSD profiles, for $P_{\text{rot}} = 308.8$ d, and $i = 60^\circ$.

3.3. Possible topologies of the surface magnetic field of EK Eri

In the two previous subsections, we have presented the models and the parameters employed to infer the magnetic topology of EK Eri. Because $v \sin i$ cannot be determined precisely, the value of the inclination i is also only weakly constrained. This is our main remaining uncertain parameter which we have attempted

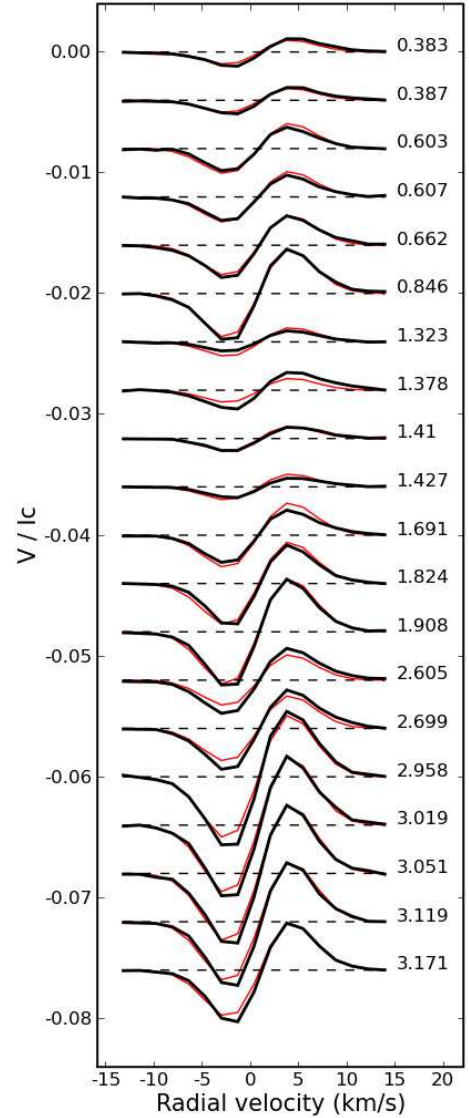


Fig. 5. Fit of our best-fit model (for $P_{\text{rot}} = 308.8$ d, $i = 60^\circ$) (thin red curves) to the Stokes V LSD profiles (thick black curves), after correction of the mean radial velocity of the star. Rotational phases (according to the ephemeris of DBSS10) are indicated.

to constrain as part of the ZDI reconstruction. We have therefore fit our Stokes V data with our models and i varying from 85° to 40° .

For all models we find that the poloidal component contains more than 98% of the reconstructed magnetic energy. When i decreases, we find the ZDI procedure to provide us with a better magnetic model, in the sense that the total information content of the reconstructed magnetic geometry decreases (we follow here the maximum entropy criterion, Donati 2001; explicited in Morin et al. 2008). For high inclination, $i > 80^\circ$, the topology is dominated by a quadrupolar configuration. In this case, the two rotation poles correspond to positive polarity while there is a nearly equatorial band, with a single enormous magnetic spot, both of negative polarity. The magnetic spot corresponds to the phase of the dark (and therefore presumably cool) photometric spot to better than 0.1 cycles.

For $i < 80^\circ$, the dipole component dominates and corresponds to about 90% of the magnetic energy at about $i = 60^\circ$. Figure 6 shows the corresponding ZDI map. This map also features a strong magnetic spot of negative polarity, corresponding

to the negative pole of the magnetic dipole. Again the magnetic maximum corresponds in phase to the photometric spot. The characteristics of this model are compatible with the scenario of Aurière et al. (2008) and DBSS10, in which the magnetic/photometric spot would correspond to the remnant of a magnetic pole of the Ap star progenitor of EK Eri.

Given the lower information content (i.e. higher entropy) associated with the predominantly dipolar configuration, we consider this model to be better, or at least more likely, than the quadrupolar model. In addition, this model suggests an obvious physical interpretation: that the corresponding magnetic pole is at the position of the photometric spot of EK Eri, and that the dipole could be the remnant of the magnetic field of an Ap star progenitor. Both Fig. 5 – presenting the variations of the Stokes V profiles – and Fig. 2 (upper panel) – presenting the variations of B_ℓ – show that the magnetic field varies on a large scale, and does not experience a sudden drop when the “magnetic spot” is not visible, as it would do in the case of a very localized strong magnetic spot: a dipolar configuration naturally explains the observed behavior. However, even if the quadrupolar configuration is less favoured by our modeling procedure and if this topology does not appeal for an obvious formation scenario, we cannot rule it out as a possible solution. As explained in Sect. 2.4, the present ZDI study was made using only the 20 spectra corresponding to about 3 rotations, between November 2007 and March 2010, to avoid epochs when activity appeared to deviate significantly from the mean variation. However, the main results as described above would be the same if we employed the entire data set, except that the χ_r^2 would have been significantly worse.

From the dipolar model (corresponding to $i = 60^\circ$ and Fig. 6) we can measure β (the angle between rotational and magnetic axes of the dipole component) and the dipole strength (since the dipolar component dominates, the strength of the dipole corresponds to about the maximum magnetic field measured on our map): we find $\beta = 45^\circ$, $B_d \sim 207$ G.

We have also fit our data with a model with a pure dipole, corresponding to spherical harmonic $\ell = 1$ (and assuming $i = 60^\circ$). The goodness of fit is (naturally) worse than for the models described above, and the inferred dipole parameters are $\beta = 22^\circ$, $B_d \sim 198$ G.

The magnetic maximum is measured to occur at phases 0.04 and 0.96, respectively, for the two ZDI models described above.

It could also be of interest to use the measurements of B_ℓ from Sect. 2.2 (Table 1) to fit a dipolar oblique rotator model using the relations of Preston (1967) and reviewed by Aurière et al. (2007). In this case we find $\beta = 23^\circ$ and dipole strength of 370 G (taking $i = 60^\circ$ as suggested above).

The smaller value obtained for B_d from our ZDI models with respect to B_d inferred from the B_ℓ variations is due in part to the fact that our ZDI models correspond to Stokes V signatures at phases near magnetic maximum that are weaker than those observed (Fig. 5).

Taking $i = 60^\circ$, in the case of rigid rotation, using $R = 4.68 R_\odot$ from the evolutionary model of Charbonnel & Lagarde (2010) used by Aurière et al. (2008), we get $v \sin i = 0.69 \text{ km s}^{-1}$.

4. Summary and discussion

4.1. Summary

Spectropolarimetric observations of EK Eri have been obtained during 4 seasons, corresponding to about 4 photometric periods of 308.8 d duration.

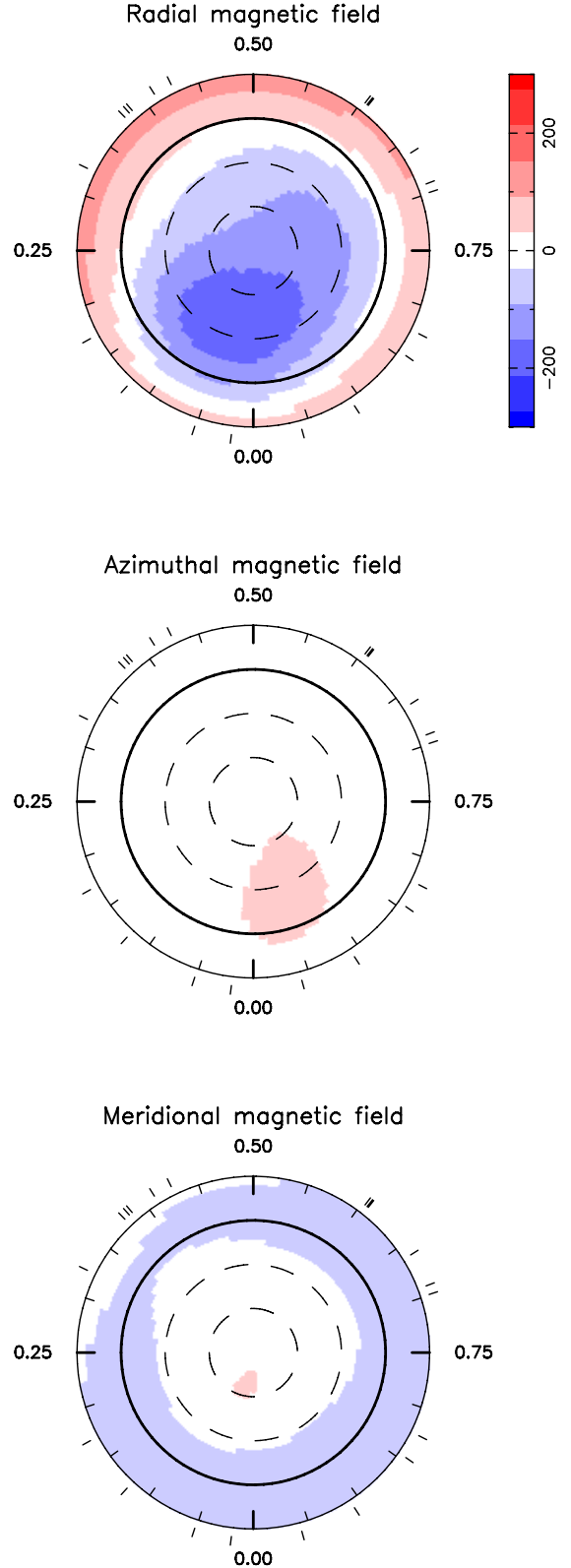


Fig. 6. Magnetic map of EK Eri for $i = 60^\circ$. Each chart illustrates the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame. The magnetic field strength is expressed in G. The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each chart indicate the observed rotational phases.

The longitudinal magnetic field B_ℓ is detected consistently, with B_ℓ variations of up to about 80 G without any reversal of its

sign. The maximum of $|B_\ell|$ is observed to coincide with the phase of photometric light minimum (i.e. phase 0.0 of the photometric ephemeris of DBSS10).

The activity indicators measured from Ca II H & K, the Ca IR triplet and H α are shown to vary with small amplitude and in phase with $|B_\ell|$. However some strong deviations are observed, which may suggest episodes of flares.

The radial velocity also varies in a reasonably coherent way according to the photometric ephemeris, but with a phase delay of about 0.1 cycles.

For our Zeeman Doppler imaging (ZDI) investigation we used the 308.8 d photometric period (DBSS10) which is similar to our best rotational period, based on quality-of-fit of the ZDI maps, of about 311 d. For all the described models we find that the large scale magnetic field of EK Eri is poloidal (more than 98% of the magnetic energy is contained in this component). In addition, the surface magnetic field variations of EK Eri appear to be dominated by a strong magnetic spot (of negative polarity) which is phased with the darker, redder (and therefore presumably cool) photometric spot.

The ratio between dipolar and quadrupolar components of the magnetic field increases with decreasing value of the rotational axis inclination i . Whereas the quadrupolar component dominates for i greater than 80° , for $i = 60^\circ$, we obtain a model that is almost purely dipolar. In the dipolar model, the photometric spot at phase 0 corresponds to the pole of negative polarity of the dipole, which could be the remnant of that of the Ap star progenitor of EK Eri.

4.2. Discussion

The evolution of a magnetic ($2 M_\odot$) Ap star from the main sequence to the red giant branch is characterized by a surface magnetic field which is expected to weaken (as $1/R^2$ if conservation of magnetic flux is assumed) while the convective envelope deepens. The rotational period of the surface also lengthens as the star expands. For an Ap star progenitor of EK Eri, one can infer a magnetic field of several thousand Gauss and a very thin convective envelope on the main sequence (Stepień 1993; Aurière et al. 2008). At the main sequence evolutionary stage, the magnetic field would be sufficient to suppress convection (e.g., discussion by Théado et al. 2005). At the present evolutionary stage of EK Eri we measure a large scale surface magnetic field dominated (for $i = 60^\circ$) by a dipole of about 200 G strength, when the convective envelope of our $2 M_\odot$ model contains $\sim 0.37 M_\odot$ of the star's mass (Aurière et al. 2008). The outstanding magnetic activity properties of EK Eri are therefore the result of the interplay of the remaining magnetic field from one Ap star and deep convection. Such an interaction between a pre-existing magnetic field and thermal convection has been studied through numerical simulations mostly in the solar context (see e.g. Hurlburt et al. 1996; Cattaneo et al. 2003; Proctor 2004; Thomson 2005; Strugarek et al. 2011) and in the case of core convection (Featherstone et al. 2009). For example, the transition between regimes when the imposed magnetic field is strong (magnetoconvection) and when the magnetic field is weak (dynamo) is investigated (e.g., Cattaneo et al. 2003).

No differential rotation is inferred from our modeling (Sect. 3.2): this can be expected both from a strong (fossil) magnetic field and from a slow rotator. Figure 5 shows that an average magnetic field can be defined during the 3 observed rotational periods used for modeling. Figure 2 shows that significant deviations occur during that period of time, and some are even stronger before (20 September 2007) and afterward

(21 September and 13 October 2010; see also Sect. 2.4). This shows that even if a magnetic dipole dominates the magnetic topology, we are not in the presence of a stable, large scale magnetic field as in an Ap star. Figure 5 also shows that it was not possible to perfectly fit our observations at phases near maximum magnetic strength. Therefore, the interplay of the remaining field and convection appears to induce some variable magnetic component.

Another striking difference between the magnetic spot of EK Eri and the magnetic pole of an Ap star, is that for an Ap star, surface features (“spots”) correspond generally to chemical over-abundances of some elements, and are expected to be bright (Krticka et al. 2007; Lüftinger et al. 2010). In the case of EK Eri, the spot is dark and redder (and presumably cool), while the abundances are found to be similar to those of the sun at all phases (DBSS10; Van Eck et al., in prep.); the spot of EK Eri therefore appears to be a temperature spot, as observed in the late-type stars, where dynamo operates. As discussed by Aurière et al. (2008) and Van Eck et al. (in prep.), the overabundances observed at the surface of an Ap star would have been erased by the deep mixing occurring during the first dredge-up in which EK Eri is currently engaged. The differences between models for the magnetic poles of Ap stars and sunspots have been investigated (e.g., Shibahashi 2004).

EK Eri therefore appears to be an excellent laboratory to study the interplay between magnetic field and convection: the magnetic field at the surface of EK Eri may be considered as a new type of magnetic field, neither a rigid large scale magnetic field (e.g. dipole and oblique rotator model) nor a solar-type dynamo magnetic field. This magnetic field has the potential to strongly interact with the oscillations detected in EK Eri (Dall et al. DBSS10, 2011). However, the dipole field measured with our modeling from 2007–2010 data is rather weaker than the 300–500 G expected from preliminary computations (Dall et al. 2011) to be able to significantly alter the pulsations.

This work shows that the magnetic variations of EK Eri are dominated by stellar rotation (i.e. rotational modulation of a dipole in our preferred scenario). The survival of a fossil dipole can explain the long term stability of the location of the dark spot, and magnetic cycles of varying photometric amplitude may be due to dynamo-like activity. Because of the very small $v \sin i$ of EK Eri, only large scale features of the surface magnetic field can be mapped with ZDI. However, the activity indicators are sensitive to all scales of magnetic regions. The observations of the 2010–2011 season show (Fig. 2) that while in September–October 2010 both the magnetic field and activity indicators were stronger than expected for that rotational phase, the magnetic field became “normal” at the beginning of 2011 while the values of the activity indicators remained high. Therefore the large scale magnetic component could be more stable than the small-scale field. In this context, it would be worthwhile to investigate if the possible magnetic cycles suggested by photometry (DBSS10) exist as well in the magnetic data. Studying the correlation between photometric amplitude and surface magnetic strength/topology of EK Eri would certainly help to understand the interplay of the dipole remnant and convection.

Acknowledgements. We thank the TBL team for providing service observing with Narval and the PNPS of CNRS/INSU for financial support. Part of the observations in 2008 were funded under an OPTICON grant. R.K.-A. acknowledges the possibility of working for six months in 2010 as a visiting researcher in LATT, Tarbes, under Bulgarian NSF grant DSAB 02/3/2010, and partial financial support under NSF contract DO 02-85. C.C. acknowledges financial support from the Swiss National Science Foundation (FNS). G.A.W. acknowledges Discovery Grant support from the Natural Science and Engineering Research Council of Canada.

References

- Aurière, M., Wade, G. W., Silvester, J., et al. 2007, *A&A*, 475, 1053
- Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Petit, P., et al. 2008, *A&A*, 499, 491
- Aurière, M., Wade, G. A., Konstantinova-Antova, R., et al. 2009, *A&A*, 504, 231
- Cattaneo, F., Emonet, T., & Weiss, N. 2003, *ApJ*, 588, 1183
- Charbonnel, C., & Lagarde, N. 2010, *A&A*, 522, A10
- Dall, T. H., Bruntt, H., & Strassmeier, K. G. 2005, *A&A*, 444, 573
- Dall, T. H., Bruntt, H., Stello, D., & Strassmeier, K. G. 2010, *A&A*, 514, A25 (DBSS10)
- Dall, T. H., Cunha, M., Strassmeier, K. G., et al. 2011, in *Cool Star 16 meeting*, ASP Conf. Ser., in press
- Donati, J.-F. 2001, in *Astrotomography: Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, ed. H. Boffin, D. Steeghs, J. Cuypers (Berlin: Springer), Lect. Not. Phys. 573, 207
- Donati, J.-F., & Brown, S. F. 1997, *A&A*, 326, 1135
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., et al. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J., & Petit, P. 2006a, in *Solar Polarization Workshop n4*, ed. R. Casini, B. Lites, 358, ASPC Ser., 362
- Donati, J.-F., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al., 2006b, *MNRAS*, 370, 629
- Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O., et al. 1991, *ApJS*, 76, 383
- Featherstone, N. A., Browning, M. K., Brun, A. S., & Toomre, J. 2009, *ApJ*, 705, 1000
- Hurlburt, N. E., Matthews, P. C., & Proctor, M. R. E. 1996, *ApJ*, 457, 933
- Konstantinova-Antova, R. K., & Antov, A. P. 2000, *KFNTS*, 3, 342
- Konstantinova-Antova, R. K., Antov, A. P., Zhilyaev, B. E., et al. 2005, *AN*, 326, 38
- Krticka, J., Mikulasek, Z., Zverko, J., & Ziznovsky, J. 2007, *A&A*, 470, 1089
- Lozitsky, V. G., Baranovsky, E. A., Lozitska, N. I., & Leiko, U. M. 2000, *Solar Phys.*, 191, 171
- Lüftinger, T., Fröhlich, H.-E., Weiss, W. W., et al. 2010, *A&A*, 509, 43
- Morgenthaler, A., Petit, P., Aurière, M., et al. 2011a, in *Cool Star 16 meeting*, in press
- Morgenthaler, A., Petit, P., Saar, S., et al. 2011b, *A&A*, submitted
- Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Palacios, A., Gebran, M., Josselin, E., et al. 2010, *A&A*, 516, 13
- Petit, P., Donati, J.-F., Collier Cameron, A. 2002, *MNRAS*, 334, 374
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Preston, G. W. 1967, *ApJ*, 150, 547
- Proctor, M. 2004, *A&G*, 45, 4.14
- Rees, D. E., & Semel, M. 1979, *A&A*, 74, 1
- Shibahashi, H. 2004, in *The A-Star Puzzle*, ed. J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (Cambridge: Cambridge University Press), Proc. IAU Symp., 224, 451
- Stepień, K. 1993, *ApJ*, 416, 368
- Stibbs, D. W. N. 1950, *MNRAS*, 110, 395
- Strassmeier, K. G., Stepień, K., & Henry, G. W. 1999, *A&A*, 343, 175
- Strugarek, A., Brun, A. S., & Zahn, J.-P. 2011, *A&A*, 532, A34
- Théado, S., Vauclair, S., & Cunha, M. S. 2005, *A&A*, 443, 627
- Thomson, S. D. 2005, *MNRAS*, 360, 1290
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, *ApJS*, 152, 261
- Young, A., Farding, A., & Thurman, G. 1989, *PASP*, 101, 1017

Direct observation of magnetic cycles in Sun-like stars

A. Morgenthaler^{1,2,*}, P. Petit^{1,2}, J. Morin³, M. Aurière^{1,2}, B. Dintrans^{1,2}, R. Konstantinova-Antova⁴, and S. Marsden⁵

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, France

² CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 Avenue Edouard Belin, F-31400, Toulouse, France

³ Dublin Institute for Advanced Studies, School of Cosmic Physics, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

⁴ Institute of Astronomy, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tsarigradsko shose, 1784 Sofia, Bulgaria

⁵ Centre for Astronomy, School of Engineering and Physical Sciences, James Cook University, Townsville 4811, Australia

Received 2011 Sep 19, accepted 2011 Sep 26

Published online 2011 Dec 12

Key words stars: magnetic fields – stars: activity – stars: rotation – techniques: polarimetric

A sample of 19 solar-type stars, probing masses between 0.6 and 1.4 solar masses and rotation periods between 3.4 and 43 days, was regularly observed using the NARVAL spectropolarimeter at Telescope Bernard Lyot (Pic du Midi, France) between 2007 and 2011. The Zeeman-Doppler Imaging technique is employed to reconstruct the large-scale photospheric magnetic field structure of the targets and investigate its long-term temporal evolution. We present here the first results of this project with the observation of short magnetic cycles in several stars, showing up a succession of polarity reversals over the timespan of our monitoring. Preliminary trends suggest that short cycles are more frequent for stellar periods below a dozen days and for stellar masses above about one solar mass. The cycles lengths unveiled by the direct tracking of polarity switches are significantly shorter than those derived from previous studies based on chromospheric activity monitoring, suggesting the coexistence of several magnetic timescales in a same star.

© 2011 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction

Sun-like stars are characterized by convective envelopes in which large-scale plasma flows (related, in particular, to radial and latitudinal differential rotation and to the Coriolis force) are able to trigger a global dynamo (Parker 1955). This continuous generation of a large-scale field is related to surface variability affecting a wide range of temporal and spatial scales, including quasi-periodic polarity reversals associated to magnetic cycles. Recent numerical models, in particular global MHD simulations, are able to mimic some characteristics of this cyclic behaviour for Sun-like stars (Ghizaru et al. 2010; Brown et al. 2011).

This magnetic activity is observable through many observational proxies, from the photosphere (e.g. broad-band visible photometry) to the corona (X-ray and radio emissions). The long-term monitoring of chromospheric activity of tens of solar-type stars, carried out at Mount Wilson since 1965 (Wilson 1978) has allowed for the detection of periodic variations in a number of objects (Baliunas et al. 1995). Cyclic patterns were observed with a variety of cycle lengths, as well as seemingly more erratic activity fluctuations in other objects (in particular young stars) or no detectable activity at all in some others. More recently, asteroseismology was demonstrated its ability to investigate magnetic variability through variations of the p-mode amplitudes and frequencies (Garcia et al. 2010) with the detec-

tion of variations of these quantities over a few tens of days, presumably linked to magnetic activity, for the F5V star HD 49933.

In addition to this wealth of indirect indicators of stellar activity, spectropolarimetry now enables us to perform direct measurements of surface magnetic fields and follow the long-term temporal evolution of large-scale magnetic geometries. So far, it allowed the observation in Sun-like stars of one global polarity switch (Petit et al. 2009) and of a full magnetic cycle (Fares et al. 2009).

Our aim is to study the long-term variations of the magnetic field properties of a sample of solar-type stars, using both direct and indirect measurements. Our observed sample includes 19 FGK-type stars on the main sequence, monitored since 2007. We probe here stellar masses between 0.6 and 1.4 $M_{\odot}$, and rotation periods between 3.4 and 43 days.

After a brief description of the instrumental setup, data reduction and multi-line extraction of Zeeman signatures, we explain the reconstruction technique of the large-scale topology of the stars, and the computing of a chromospheric activity indicator. We then highlight three representative examples of different types of variability observed in our sample. We finally discuss the results derived from our measurements.

* Corresponding author: amorgent@ast.obs-mip.fr

2 Instrumental setup, data reduction, and extraction of Zeeman signatures

We use data from the NARVAL spectropolarimeter (Aurière 2003), installed at Telescope Bernard Lyot¹ (Pic du Midi, France). The instrumental setup is strictly identical to the one described by Petit et al. (2008). The spectrograph unit of NARVAL benefits from a spectral resolution of 65 000 and covers the whole wavelength domain from near-ultraviolet (370 nm) to near-infrared (1000 nm). Thanks to the polarimetric module, NARVAL can provide intensity, circularly or linearly polarized spectra. In the present study, we restrict the measurements to Stokes I and V .

The circularly polarized spectra allow the detection of large-scale photospheric magnetic fields, thanks to the Zeeman effect. However, when observing cool dwarfs, the signal-to-noise ratio of circularly polarized spectra produced by NARVAL is not sufficiently high to reach the detection threshold of typical Zeeman signatures (which amplitude does not exceed $10^{-4}I_c$ for low-activity stars, where I_c is the continuum intensity). To solve this problem, we calculate from the reduced spectrum a single, cross-correlated photospheric line profile using the Least-Squares-Deconvolution (LSD) multi-line technique (detailed by Donati et al. 1997 and Kochukhov et al. 2010). Thanks to the large number of available photospheric lines in cool stars (several thousands in the spectral domain of NARVAL), the noise level is reduced by a factor of about 30 with respect to the initial spectrum. As an illustration, Fig. 1 shows the resulting LSD signatures for successive observations of the Sun-like star ξ Boo A.

3 Magnetic mapping and chromospheric emission

The Stokes I and Stokes V LSD profiles allow the derivation of various quantities to study the temporal variations of the magnetic field properties. Here we focus on the reconstruction of the surface distribution of the magnetic vector and on the computation of a chromospheric activity index.

3.1 Magnetic maps

To reconstruct the surface magnetic geometry of the stars, we use Zeeman-Doppler Imaging (ZDI). This tomographic inversion technique is based on the modelling of the rotational modulation of the circularly polarized signal (Semel 1989). The time series of polarized signatures are iteratively compared to artificial profiles corresponding to a synthetic magnetic geometry, until a good fit is obtained between the model and the observations (Donati & Brown 1997; Donati et al. 2006). Thus, ZDI enables to recover, to some extent, the location of magnetic regions, as well as the strength and

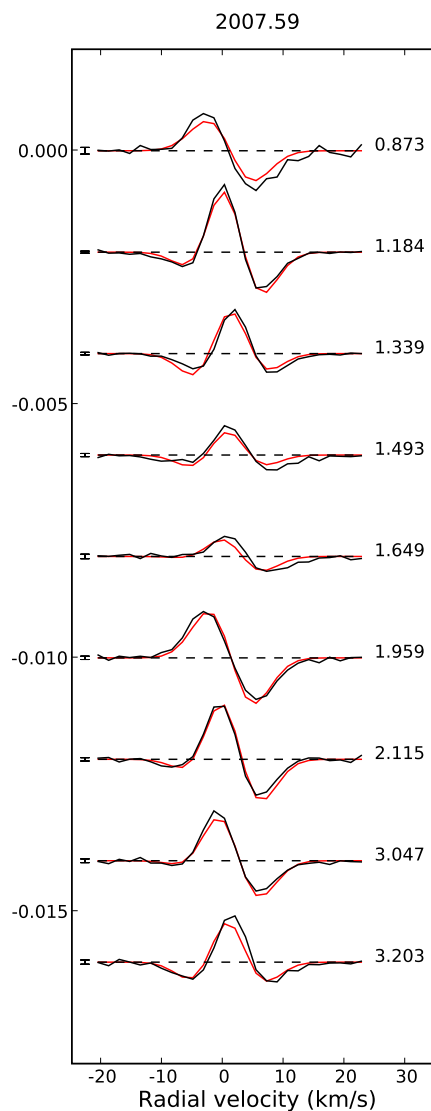


Fig. 1 (online colour at: www.an-journal.org) Normalized Stokes V profiles of ξ Boo A for the summer of 2007, after correction of the mean radial velocity of the star. Black line represent the data and red lines correspond to synthetic profiles of our magnetic model. Successive profiles are shifted vertically for display clarity. Rotational phases of observations are indicated in the right part of the plot and errors bars are illustrated on the left of each profile.

orientation of the magnetic vector in magnetic spots. The application of this technique to cool stars with low $v \sin i$ and moderate to low magnetic activity is described by Petit et al. (2008). In this case, ZDI is only sensitive to low-order field components, contrary to the chromospheric flux which includes also the contribution of smaller scale magnetic elements.

The resulting maps for the three stars presented here are illustrated in Figs. 2, 3, and 4.

¹ The Bernard Lyot Telescope is operated by the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France.

Table 1 Fundamental parameters of HD 78366, HD 190771, and ξ Boo A. T_{eff} , mass, radius, and $v \sin i$ are taken from Valenti & Fischer (2005), Fernandes et al. (1998), Gray (1984), and Petit et al. (2005). The rotation periods and inclination angles are derived from ZDI and from Toner & Gray (1988).

Star	T_{eff} (K)	Mass ($M_{\odot}$)	Radius ($R_{\odot}$)	$v \sin i$ (km s^{-1})	$P_{\text{rot}}^{\text{eq}}$ (d)	Inclination (degrees)
HD 78366	6014 ± 50	1.34 ± 0.13	1.03 ± 0.02	3.9 ± 0.5	11.4 ± 0.1	60 ± 15
HD 190771	5834 ± 50	0.96 ± 0.13	0.98 ± 0.02	4.3 ± 0.5	8.8 ± 0.1	50 ± 10
ξ Boo A	5551 ± 20	0.86 ± 0.07	0.80 ± 0.03	3.0 ± 0.4	6.43	28 ± 5

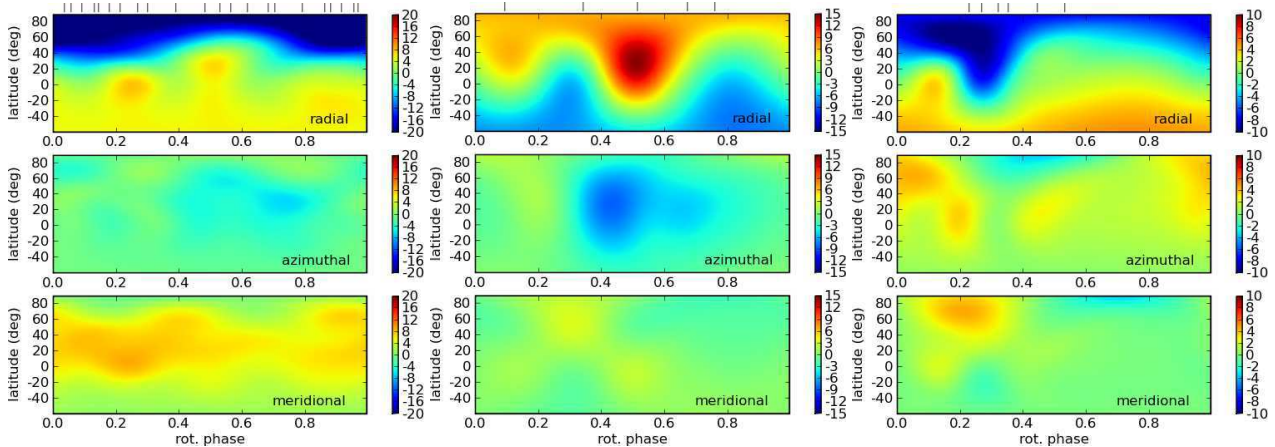


Fig. 2 (online colour at: www.an-journal.org) Magnetic maps of HD 78366, derived from 2008.09, 2010.04, and 2011.08 observations (from left to right). For each data set, the 3 charts illustrate the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame with, from top to bottom, the radial, azimuthal, and meridional field components. The magnetic field strength is expressed in Gauss.

3.2 $N_{\text{CaII H}}$ -index

From the Stokes I profiles, we construct an index to quantify the chromospheric emission changes in the Ca II H line. The complete pipeline of the computation is described in details in a forthcoming paper (Morgenthaler et al., submitted). We follow the methods of Duncan et al. (1991) and Wright et al. (2004), who define indexes based on Mount Wilson observations, and we calculate a $N_{\text{CaII H}}$ -index for our NARVAL observations. To help comparing our chromospheric estimate with older studies, we calibrated the index against the values derived at Mount Wilson. The $N_{\text{CaII H}}$ -indexes we obtained for HD 78366, HD 190771, and ξ Boo A are detailed in Table 2.

Table 2 Chromospheric activity indices for HD 78366, HD 190771, and ξ Boo A for each corresponding set of observations.

Star	Set of Obs.	$N_{\text{CaII H}}$
HD 78366	2008.09	0.273 ± 0.004
	2010.04	0.291 ± 0.006
	2011.08	0.278 ± 0.003
HD 190771	2007.59	0.335 ± 0.006
	2008.67	0.338 ± 0.011
	2009.47	0.337 ± 0.007
	2010.50	0.345 ± 0.006
ξ Boo A	2007.59	0.443 ± 0.008
	2008.09	0.420 ± 0.008
	2010.48	0.403 ± 0.006
	2010.59	0.402 ± 0.011

4 Results

Since the monitoring began a few years ago, long-term changes in the magnetic properties become observable in some of our targets. Both the magnetic quantities derived from ZDI and the chromospheric index exhibit temporal fluctuations over a wide range of timescales, due to rotational modulation and longer-term magnetic trends. Three representative examples of the different kinds of stellar variability we observed is described hereafter.

4.1 Short magnetic cycle: HD 78366

A simple type of variability is observed for HD 78366. This target is slightly more massive than the Sun and rotates about two times faster (Table 1). The data sets of this object are collected over three distant seasons. The corresponding magnetic maps are shown in Fig. 2. We observe two polarity switches, especially visible in the polar area of the radial field component, which is of negative polarity in 2008.09, positive in 2010.04 (and associated at that time with a more complex magnetic field geometry), and negative again in

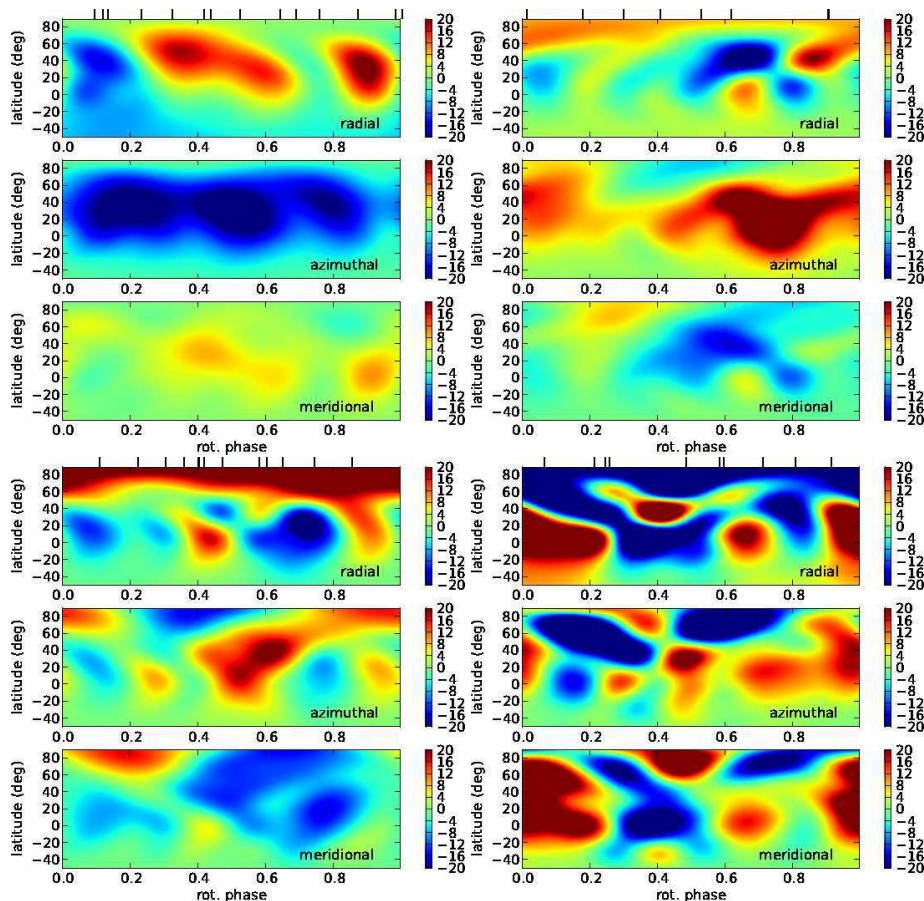


Fig. 3 (online colour at: www.an-journal.org) Same as Fig. 2 for HD 190771, for 2007.59, 2008.67, 2009.47, and 2010.50 data sets (from left to right and top to bottom).

2011.08. After the two observed polarity reversals, the magnetic field retrieves its initial configuration. Assuming that the magnetic variability of this star is not much faster than the temporal sampling imposed by the right ascension of the star (visible only during winters), this first time-series suggests that HD 78366 may obey to a magnetic cycle of about three years. We note that the chromospheric activity indicator $N_{\text{CaII H}}$ (Table 2) seems to increase with the complexity of the large-scale magnetic field, with a clear maximum in 2010.04.

4.2 Fast polarity reversals: HD 190771

A more complex type of variability is illustrated by HD 190771. It has a mass similar to the Sun's, but has a rotation period of 8.8 days (Table 1). In Fig. 3, we plot the magnetic maps derived for this star. A polarity reversal is visible on the strong azimuthal component between 2007.59 and 2008.67 (Petit et al. 2009). Between 2008.67 and 2009.47, the magnetic geometry changed in a different manner: the magnetic field which was mainly toroidal in 2008.67 became mostly poloidal in 2009.47. A second polarity reversal took place between 2009.47 and 2010.50, this time on the radial field component. In this case, the two successive polarity switches do not imply that the initial magnetic state is

reached again, so that the observed variability is not taking the form of a cycle.

In addition, we observe that the magnetic field intensity is correlated with the chromospheric emission. In the first three years, both the field strength and the chromospheric flux are roughly stable. We then observe a significant increase of these quantities in 2010.50 (Table 2).

4.3 Fast and complex variability: ξ Bootis A

Finally, another, more complex type of variability is observed with ξ Boo A, the less massive and most rapidly rotating star of our three examples (Table 1). It was observed at seven epochs, for which the magnetic field geometry and $N_{\text{CaII H}}$ were derived (Morgenthaler et al., submitted). Here we highlight two results of this long-term monitoring.

The first one refers to the 2007.59 and 2008.09 data sets (top part of Fig. 4). We observe that within a six months interval, the intensity of the magnetic field decreased by about 50 % and that the magnetic geometry, which was quite simple in 2007.59 with an aligned dipole and a prominent ring of azimuthal field, became more complex and less axisymmetric in 2008.09, with a less pronounced toroidal surface component. The decrease of the large-scale field strength is

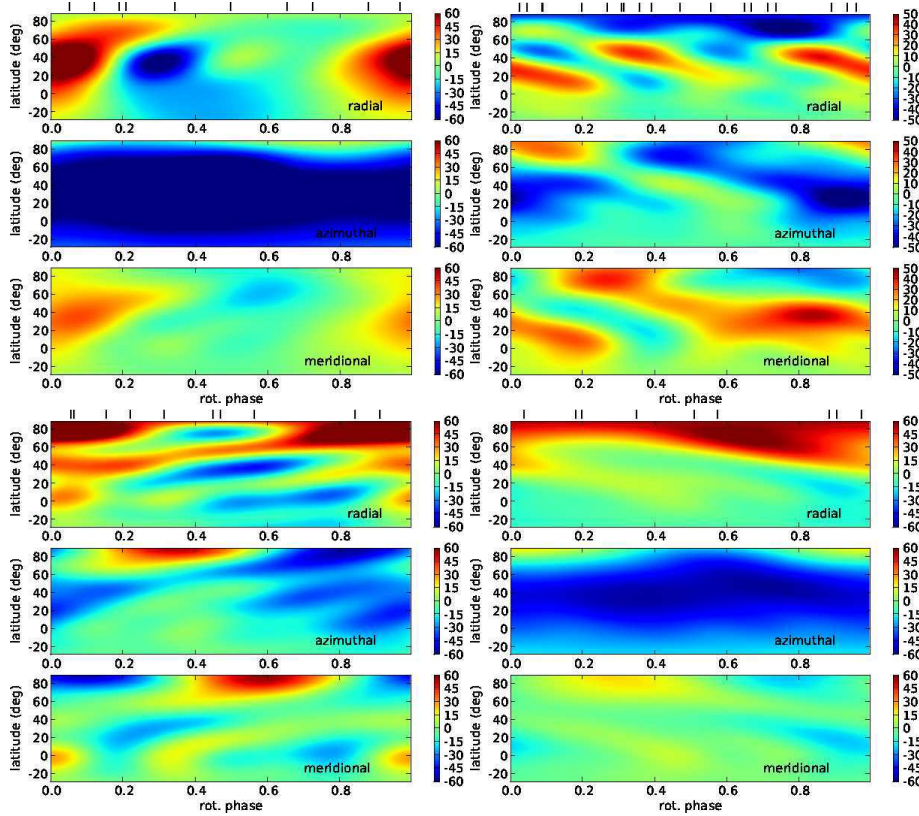


Fig. 4 (online colour at: www.an-journal.org) Same as Fig. 2 for ξ Bootis A, for 2007.59, 2008.09, 2010.48, and 2010.59 data sets (from left to right and top to bottom).

also observed in the chromospheric flux, with a sharp drop of emission between the two epochs (Table 2).

The second example is visible in the set of observations collected during the summer of 2010, which we decided to split in two subsets (2010.48 and 2010.59) to take into account the fast variations of the Zeeman signatures over this short timespan. In the corresponding magnetic maps (bottom part of Fig. 4), the most striking evolution is a sharp increase of the azimuthal magnetic field. These changes are taking place at a roughly constant level of chromospheric emission.

ξ Boo A is therefore submitted to fast and complex surface changes that are different from those of the two previous stars, and reminiscent of the complex behaviour of other rapid rotators observed in the past (e.g. Donati et al. 2003).

5 Discussion

All stars of our sample show variability over the four years of our monitoring, but of different types. Stars which show at least one field reversal over this timespan have in common a fast rotation period (at least twice the solar one) and masses equal or slightly larger than that of the Sun (Fig. 5). In Fig. 5, we include τ Bootis, which is not part of our sample but which is reported to be affected by a short magnetic cycle of two years at most (Fares et al. 2009). We stress also

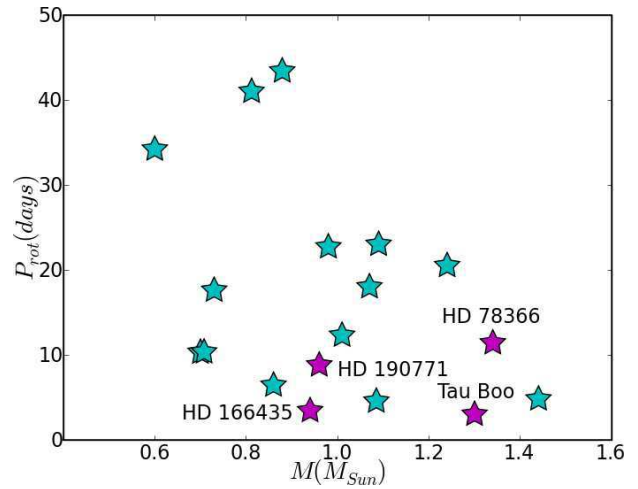


Fig. 5 (online colour at: www.an-journal.org) Rotation period versus mass for the stellar sample. Pink symbols stand for stars with at least one polarity switch.

that active stars with masses below our lower mass boundary (in particular, mid-M dwarfs with masses just below the fully convective limit) are reported to possess strong, simple and stable surface magnetic fields (Morin et al. 2008a,b).

τ Boo and HD 78366 were also observed at Mount Wilson as chromospherically active stars. For τ Boo, Baliunas et al. (1995) report a cycle of twelve years, versus two years

from spectropolarimetry. Concerning HD 78366, periods of six and twelve years were identified using the Mount Wilson time-series, against about three years in our investigation. We therefore note that, at least for these two examples, the cycle lengths derived by chromospheric activity seem to be longer than those derived by spectropolarimetry. We suggest that this apparent discrepancy may be linked to the different temporal sampling inherent to the two approaches, so that the sampling adopted at Mount Wilson may not be sufficiently tight to unveil short activity cycles.

Future observations of our stellar sample will allow us to investigate longer timescales of the stellar magnetic evolution. The sample includes several solar twins (Petit et al. 2008) which have not showed cycles yet, and which will help us to determine how small departures from the solar fundamental parameters may affect the characteristics of magnetic cycles. More generally, a regular monitoring of our targets over more than one decade will enable us to determine more precisely the relation between the length/occurrence of magnetic cycles and the rotation/mass of Sun-like stars.

Acknowledgements. This research made use of the POLLUX database (<http://pollux.graal.univ-montp2.fr>) operated at LUPM (Université Montpellier II - CNRS, France, with support of the PNPS and INSU). We are grateful to the staffs of TBL for their efficient help during the many nights dedicated to this observing project. This long-term magnetic monitoring was undertaken in the framework of the Bcool project.

References

- Aurière, M.: 2003, in: J. Arnaud, N. Meunier (eds.), *Magnetism and Activity of the Sun and Stars*, EAS Publ. Ser. 9, p. 105
- Baliunas, S.L., Donahue, R.A., Soon, W.H., et al.: 1995, *ApJ* 438, 269
- Brown, B.P., Miesch, M.S., Browning, M.K., Brun, A.S., Toomre, J.: 2011, *ApJ* 731, 69
- Donati, J.-F., Brown, S.F.: 1997, *A&A* 326, 1135
- Donati, J.-F., Collier Cameron, A., Semel, M., et al.: 2003, *MNRAS* 345, 1145
- Donati, J.-F., Howarth, I.D., Jardine, M.M., et al.: 2006, *MNRAS* 370, 629
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B.D., Rees, D.E., Collier Cameron, A.: 1997, *MNRAS* 291, 658
- Duncan, D.K., Vaughan, A.H., Wilson, O.C., et al.: 1991, *ApJS* 76, 383
- Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al.: 2009, *MNRAS* 398, 1383
- Fernandes, J., Lebreton, Y., Baglin, A., Morel, P.: 1998, *A&A* 338, 455
- García, R.A., Mathur, S., Salabert, D., et al.: 2010, *Science* 329, 1032
- Ghizaru, M., Charbonneau, P., Smolarkiewicz, P.K.: 2010, *ApJ* 715, L133
- Gray, D.F.: 1984, *ApJ* 281, 719
- Kochukhov, O., Makaganiuk, V., Piskunov, N.: 2010, *A&A* 524, A5
- Morgenthaler, A., Petit, P., Saar, S.H., et al.: 2011, *A&A*, submitted, astro-ph/1109.5066
- Morin, J., Donati, J.-F., Forveille, T., et al.: 2008a, *MNRAS* 384, 77
- Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., et al.: 2008b, *MNRAS* 390, 567
- Parker, E.N.: 1955, *ApJ* 122, 293
- Petit, P., Dintrans, B., Morgenthaler, A., et al.: 2009, *A&A* 508, L9
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S.K., et al.: 2008, *MNRAS* 388, 80
- Petit, P., Donati, J.-F., Aurière, M., et al.: 2005, *MNRAS* 361, 837
- Semel, M.: 1989, *A&A* 225, 456
- Toner, C.G., Gray, D.F.: 1988, *ApJ* 334, 1008
- Valenti, J.A., Fischer, D.A.: 2005, *ApJS* 159, 141
- Wilson, O.C.: 1978, *ApJ* 226, 379
- Wright, J.T., Marcy, G.W., Butler, R.P., Vogt, S.S.: 2004, *ApJS* 152, 261

Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A^{★,★★}

A. Morgenthaler^{1,2}, P. Petit^{1,2}, S. Saar³, S. K. Solanki⁴, J. Morin^{5,6}, S. C. Marsden⁷, M. Aurière^{1,2}, B. Dintrans^{1,2},
 R. Fares⁸, T. Gastine⁴, J. Lanoux^{1,2}, F. Lignières^{1,2}, F. Paletou^{1,2}, J. C. Ramírez Vélez⁹,
 S. Théado^{1,2}, and V. Van Grootel¹⁰

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, France
 e-mail: [amorgent;petit]@ast.obs-mip.fr

² CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

³ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden St., Cambridge, MA 02138, USA

⁴ Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Max-Planck-Str. 2, 37191 Katlenburg-Lindau, Germany

⁵ Dublin Institute for Advanced Studies, School of Cosmic Physics, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

⁶ Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany

⁷ Centre for Astronomy, School of Engineering and Physical Sciences, James Cook University, 4811 Townsville, Australia

⁸ SUPA, School of Physics & Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews KY16 9SS, UK

⁹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 Coyoacán, DF, México

¹⁰ Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août 17, 4000 Liège, Belgium

Received 23 September 2011 / Accepted 23 February 2012

ABSTRACT

Aims. We aim to investigate the long-term temporal evolution of the magnetic field of the solar-type star ξ Bootis A, both from direct magnetic field measurements and from the simultaneous estimate of indirect activity indicators.

Methods. We obtained seven epochs of high-resolution, circularly-polarized spectra from the NARVAL spectropolarimeter between 2007 and 2011, for a total of 76 spectra. Using approximately 6100 photospheric spectral lines covering the visible domain, we employed a cross-correlation procedure to compute a mean polarized line profile from each spectrum. The large-scale photospheric magnetic field of the star was then modelled by means of Zeeman-Doppler Imaging, allowing us to follow the year-to-year evolution of the reconstructed magnetic topology. Simultaneously, we monitored the width of several magnetically sensitive spectral lines, the radial velocity, the line asymmetry of intensity line profiles, and the chromospheric emission in the cores of the Ca II H and H α lines.

Results. During the highest observed activity states, in 2007 and 2011, the large-scale field of ξ Bootis A is almost completely axisymmetric and is dominated by its toroidal component. The toroidal component persists with a constant polarity, containing a significant fraction of the magnetic energy of the large-scale surface field through all observing epochs. The magnetic topologies reconstructed for these activity maxima are very similar, suggesting a form of short cyclicity in the large-scale field distribution. The mean unsigned large-scale magnetic flux derived from the magnetic maps varies by a factor of about 2 between the lowest and highest observed magnetic states. The chromospheric flux is less affected and varies by a factor of 1.2. Correlated temporal evolution, due to both rotational modulation and seasonal variability, is observed between the Ca II emission, the H α emission and the width of magnetically sensitive lines. The rotational dependence of polarimetric magnetic measurements displays a weak correlation with other activity proxies, presumably due to the different spatial scales and centre-to-limb darkening associated with polarimetric signatures, as compared to non-polarized activity indicators. Better agreement is observed on the longer term. When measurable, the differential rotation reveals a strong latitudinal shear in excess of 0.2 rad d^{-1} .

Key words. stars: activity – stars: atmospheres – stars: chromospheres – stars: imaging – stars: solar-type – stars: magnetic field

1. Introduction

It is generally accepted that the regular succession of magnetic minima and maxima observed in the Sun and in many cool stars is the result of an astrophysical dynamo, triggered by the combined presence of an outer convection layer and stellar rotation (e.g. Brandenburg & Subramanian 2005). Using chromospheric emission as a magnetic proxy, observations of stellar cyclicity

have been conducted for several decades, revealing a richness in the temporal behaviour of solar-type dwarfs (e.g. Baliunas et al. 1995; Saar & Brandenburg 1999; Lockwood et al. 2007; Oláh et al. 2009; Metcalfe et al. 2010). More recently, spectropolarimetric observations of cool dwarfs have become sufficiently accurate to enable the direct detection of magnetic fields on low-activity stars (e.g. Petit et al. 2008), further expanding our insight into magnetic variability through the ability to monitor the long-term evolution of magnetic vectorial topologies, instead of the disc-averaged chromospheric or photospheric fluxes.

For most targets, the time-base of spectropolarimetric observations is still restricted to a few years. This limited time span can only offer a fragmentary view of magnetic cycles, except for cycle periods much shorter than solar. A few dwarfs have

* Based on observations obtained at the Bernard Lyot Telescope (TBL, Pic du Midi, France) of the Midi-Pyrénées Observatory, which is operated by the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France.

** Tables 3–6 are available in electronic form at
<http://www.aanda.org>

already been observed to undergo at least one global polarity switch (e.g. [Petit et al. 2009](#)), or to complete a full magnetic cycle ([Fares et al. 2009](#); [Morgenthaler et al. 2011](#)). Following the temporal evolution of large-scale stellar magnetic topologies provides important constraints for numerical simulations of stellar dynamos, particularly now that the magnetic cycles of cool stars can be investigated through 3-D MHD simulations ([Brown et al. 2010, 2011](#); [Ghizaru et al. 2010](#)).

Systematic comparisons between the temporal evolution of the large-scale magnetic field and other activity proxies (photospheric or chromospheric) are still largely unexplored. Such studies are of interest because different measurable quantities related to magnetic activity can carry complementary information about the magnetic field generation in cool stellar objects, in particular through the different spatial scales to which they relate. As a step in this direction, we concentrate here on the solar-type star ξ Bootis A. This active star is a main-sequence dwarf with an effective surface temperature of 5600 K and a surface gravity $\log g = 4.65$ ([Valenti & Fischer 2005](#)). As a visual binary system, the masses of ξ Bootis A and B have been determined from astrometry to be 0.85 and 0.72 $M_{\odot}$, respectively ([Wielen 1962](#)). The very high magnetic activity of ξ Bootis A ([Baliunas et al. 1995](#)) has allowed early magnetic field detections ([Robinson et al. 1980](#)) and is linked to a fast rotation period of 6.43 d ([Toner & Gray 1988](#)). Given a low $v \sin i$ of 3 km s^{-1} ([Gray 1984](#)) and a stellar radius of about $0.8 R_{\odot}$ ([Petit et al. 2005](#)), the short rotation period implies a low stellar inclination angle of about 28° .

In this article, we simultaneously investigate the seasonal evolution of various activity proxies of ξ Bootis A using (a) the large-scale surface magnetic topology, along with its short-term distortion through latitudinal differential rotation, (b) the Zeeman broadening of high Landé factor spectral lines, (c) the Ca II H and H α core emission and (d) the radial velocity of intensity profiles, together with their asymmetry. We first describe the instrumental setup and spectropolarimetric time-series used in this study and the procedure employed to extract Zeeman signatures. We then detail the reconstruction of the large-scale magnetic topology of the star at seven different epochs, followed by the extraction, from the same data sets, of a number of classic activity tracers. We finally discuss the results derived from our measurements.

2. Instrumental setup, data reduction, and multi-line extraction of Zeeman signatures

The data sets were collected with the NARVAL spectropolarimeter at the Telescope Bernard Lyot (Observatoire du Pic du Midi, France) whose instrumental setup is identical to the one described by [Petit et al. \(2008\)](#). The échelle spectrograph has a resolution of 65 000 and covers the whole optical wavelength domain from near-ultraviolet (370 nm) to near-infrared (1000 nm) in one exposure, with 40 orders on the CCD. NARVAL provides simultaneous recordings of the intensity spectrum (Stokes I) and one polarized spectrum (linear or circular). Here we deal with circular polarization (Stokes V parameter). Seven sets of spectra were obtained between 2007 and 2011 (see Tables 3 and 4). They each contain between 7 and 19 spectra (in 2011.07 and 2008.09, respectively), obtained over 15 to 62 consecutive days (in 2007.59 and 2010.04, respectively).

The raw data were processed using LibreEsprit, an automatic reduction software developed for NARVAL, based on the algorithm detailed by [Donati et al. \(1997\)](#). For the reduced spectra of ξ Bootis A, the maximum signal-to-noise ratio (S/N) is achieved

at a wavelength of about 730 nm. The S/N value depends on the adopted exposure time and weather conditions above the Pic du Midi Observatory, with typical values varying between 450 and 700. The S/N drops in the blue part of the spectrum, with a usual value of about 100 around the Ca II H&K lines. The situation is better in the near-infrared, with a S/N close to 500 in the neighbourhood of FeI@846.8404 used later in this study.

The S/N of the polarized spectra is not sufficient to detect Zeeman signatures in individual spectral lines, even for photospheric lines with high Landé factors. To achieve a sufficiently low noise level, we used the reduced spectrum to calculate a single, cross-correlated photospheric line profile using the least square deconvolution (LSD) multi-line technique ([Donati et al. 1997](#); [Kochukhov et al. 2010](#)). We employed a line-list of about 6100 spectral lines matching a stellar photospheric model for the spectral type of ξ Bootis A (G8V). This line-list is the same as the one previously used by [Petit et al. \(2005\)](#). Thanks to this cross-correlation approach, the noise level of the mean Stokes V line profiles is reduced by a factor of about 30 with respect to the initial spectrum, so that the resulting noise level lies in the range $3.0 \times 10^{-5} - 1.6 \times 10^{-4} I_c$, where I_c denotes the continuum intensity.

Figure 1 shows the seven sequences of Stokes V LSD line profiles corresponding to the seven observing runs. The rotational phases, indicated in the right-hand part of the plot and listed in Tables 3 and 4, were calculated according to the ephemeris of [Petit et al. \(2005\)](#), who adopted a rotational period of 6.43 d ([Toner & Gray 1988](#)) and a Julian date for zero rotational phase equal to 2 452 817.41. This rotation period is longer than the equatorial period derived from the modelling of the surface differential rotation (see Sect. 3.2), because it better represents the rotation period of the higher stellar latitudes that are expected to dominate the disc-integrated activity tracers, owing to the star's low inclination angle. The rotational modulation of most activity proxies investigated in this study is more pronounced when using the adopted period of 6.43 d.

Polarized features in the profile core, interpreted as Zeeman signatures, are detected for a large fraction of the observations, with amplitudes comfortably exceeding the noise level. It can already be seen in Fig. 1 that the signal amplitudes are higher in 2007.59 than in the following years. If we take a closer look at the shape of the signatures, we note that the majority of them are antisymmetric about the line centre (e.g., the rotational phase 1.959 in 2007.59). A few of them are almost symmetric (phase 3.203 in 2007.59, 4.04 in 2008.09, and 10.172 in 2010.04). We note also that the sign of the signatures (symmetric or antisymmetric) is the same throughout the observations.

3. Photospheric magnetic field

3.1. Longitudinal magnetic field

Using the LSD line profiles in the Stokes parameters I and V , we can derive the longitudinal component B_l of the surface magnetic field, as averaged over the visible hemisphere of the star. To do so, we used the centre-of-gravity method described by [Rees & Semel \(1979\)](#), through the equation

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

where v (km s^{-1}) is the radial velocity in the stellar rest-frame, λ_0 (nm) the mean wavelength of the line mask used to compute the LSD profile (538 nm in our case), g the mean effective

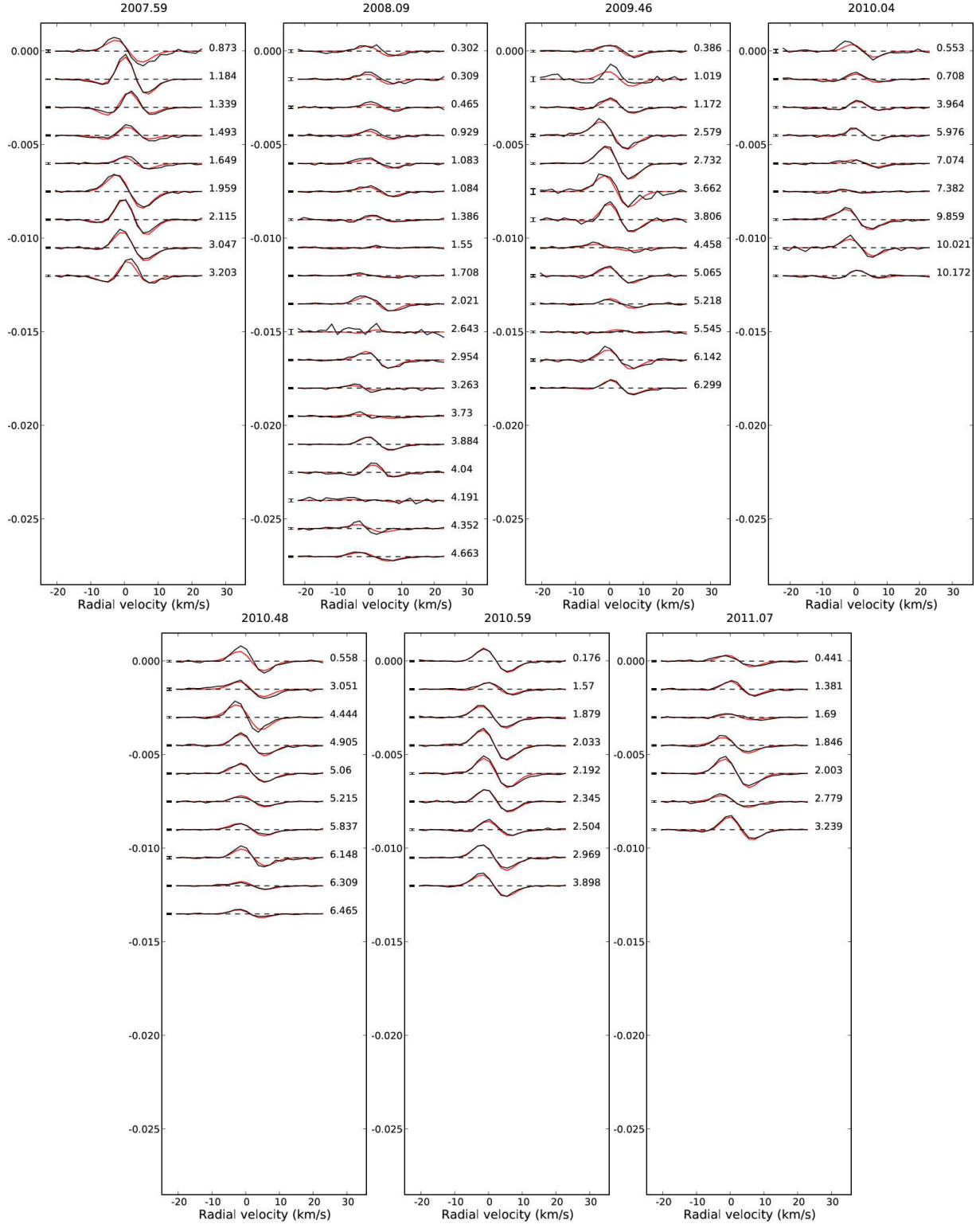


Fig. 1. Normalized Stokes V profiles (V/I_c) of ξ Boo A for 2007.59, 2008.09, 2009.46, 2010.04, 2010.48, 2010.59 and 2011.07 (from left to right and top to bottom), after correction for the mean radial velocity of the star (the radial velocity values are listed in Table 2). Black lines represent the data and red lines correspond to synthetic profiles of our magnetic model. Successive profiles are shifted vertically for display clarity. Rotational phases of observations are indicated in the right-hand part of the plot and error bars are illustrated on the left side of each profile.

Landé factor of the line list (equal to 1.21), and c (km s^{-1}) the velocity of light in vacuum. The integration window covers a velocity range of $\pm 16 \text{ km s}^{-1}$ around the line centre.

The B_1 values are listed in Tables 5 and 6, and the averaged values for each epoch are recorded in Table 1. We note that for Stokes V profiles with the same amplitude, longitudinal fields

derived using the centre-of-gravity technique are a maximum when the Stokes V signature is anti-symmetric about the line centre. This is often not the case in our observations, because ξ Bootis A has a large-scale toroidal field component (see Petit et al. 2005, and Sect. 3.2). If a profile has a higher redshift for the zero-crossing velocity, for example, phase 6.148 in 2010.48,

Table 1. Magnetic quantities derived from the set of magnetic maps.

Frac. year (2000+)	Timespan (d)	$n\phi$	B_{long} (G)	B_{mean} (G)	Pol. en. (% tot)	Dipole (% pol)	Quad. (% pol)	Oct. (% pol)	Axi. (% tot)	Ω_{eq} (rad d ⁻¹)	d Ω (rad d ⁻¹)	χ_r^2
07.5872	14.99	10	8.7 ± 7.1	69 ± 27	17 ± 3	71 ± 2	13 ± 1	9 ± 1	83 ± 3	—	—	4.8
08.0881	28.04	19	4.6 ± 3.1	30 ± 8	58 ± 6	41 ± 7	15 ± 1	15 ± 2	56 ± 1	1.13 ± 0.01	0.38 ± 0.02	1.78
09.4572	38.02	13	8.3 ± 6.4	47 ± 11	35 ± 9	41 ± 7	20 ± 1	19 ± 3	69 ± 3	1.27 ± 0.01	0.57 ± 0.03	1.37
10.0403	61.85	9	4.1 ± 5.3	38 ± 9	32 ± 9	29 ± 20	9 ± 1	8 ± 1	29 ± 6	—	—	1.3
10.4795	37.98	10	8.6 ± 3.9	36 ± 12	62 ± 2	50 ± 6	13 ± 3	7 ± 2	43 ± 8	1.055 ± 0.005	0.67 ± 0.01	2.5
10.5945	23.93	9	11.2 ± 4.2	46 ± 17	13 ± 6	48 ± 14	18 ± 4	13 ± 4	95 ± 1	1.09 ± 0.03	0.27 ± 0.05	1.64
11.0657	17.99	7	8.4 ± 3.1	43 ± 20	18 ± 4	77 ± 3	14 ± 1	4 ± 3	85 ± 2	—	—	2.19

Notes. As a function of the mean fractional year of each run, we list the timespan of successive data sets, the number of available rotation phases, the average longitudinal field (with its associated dispersion), the mean unsigned magnetic field strength (B_{mean}), the fraction of the large-scale magnetic energy reconstructed in the poloidal field component, the fraction of the *poloidal* magnetic energy in the dipolar ($\ell = 1$), quadrupolar ($\ell = 2$), and octopolar ($\ell = 3$) components, and the fraction of energy stored in the axisymmetric component ($m = 0$). We then list the differential rotation parameters Ω_{eq} and d Ω and the χ_r^2 of the magnetic models. Error bars on the ZDI magnetic quantities are derived using the method of Petit et al. (2008).

Table 2. Mean values of the activity tracers.

Fractional year (2000+)	v_r (km s ⁻¹)	Mean velocity spans (km s ⁻¹)	Mean line widths (km s ⁻¹)	N_{CaIIH}	log R'_{HK}	$N_{\text{H}\alpha}$
07.5872	1.86 ± 0.02	0.03 ± 0.02	15.09 ± 0.28	0.4434 ± 0.0080	-4.34 ± 0.01	0.3588 ± 0.0020
08.0881	1.74 ± 0.05	0.04 ± 0.02	14.59 ± 0.28	0.4198 ± 0.0079	-4.38 ± 0.01	0.3552 ± 0.0015
09.4572	1.88 ± 0.03	0.03 ± 0.01	14.34 ± 0.23	0.4207 ± 0.0047	-4.38 ± 0.01	0.3532 ± 0.0012
10.0403	1.78 ± 0.04	0.03 ± 0.01	13.79 ± 0.20	0.4004 ± 0.0060	-4.40 ± 0.01	0.3513 ± 0.0010
10.4795	1.93 ± 0.03	0.04 ± 0.02	14.15 ± 0.16	0.4032 ± 0.0059	-4.40 ± 0.01	0.3512 ± 0.0011
10.5945	1.94 ± 0.02	0.05 ± 0.01	13.96 ± 0.28	0.4027 ± 0.0114	-4.40 ± 0.02	0.3503 ± 0.0016
11.0657	1.83 ± 0.02	0.03 ± 0.01	14.52 ± 0.33	0.4281 ± 0.0108	-4.37 ± 0.01	0.3573 ± 0.0025

Notes. We list the radial velocity of the star, the bisector span of Stokes I mean profiles, the width of the FeI@846.8404 line, the Ca II emission index (along with its log(R'_{HK}) counterpart), and the H α emission index. All average quantities are given with their dispersion.

this can result in a lower B_1 value, in spite of a high Stokes V amplitude.

The rotational dependence of B_1 (Figs. 3 and 4) is visible at several epochs, and is especially obvious in 2007.59 and 2010.59. The phase dependence is generally more complex than a sine curve, indicating that the surface magnetic geometry is not limited to a simple dipole. A long-term trend is also observed in the averaged B_1 values (Fig. 6), with a strength of 8.7 G (with a dispersion of 7.1) in 2007.59 and a much lower average value of 4.6 G (with a dispersion of 3.1) in 2008.09. This global decrease can readily be seen in the decreased amplitude of the Stokes V profiles between the two epochs. Most of the later measurements have a similar or higher B_1 value to that in 2007.59, with the exception of 2010.04, which has a value similar to that in 2008.09.

3.2. Magnetic maps

The rotational modulation observed in the line-of-sight projection of the magnetic field (Fig. 1) indicates a complex surface distribution of magnetic fields. We can model this complex field topology using a tomographic approach.

We employed Zeeman-Doppler Imaging (ZDI) to reconstruct the surface distribution of the magnetic vector from the time-series of Stokes V LSD profiles at each observing epoch. This method, first proposed by Semel (1989), was implemented and tested by Donati & Brown (1997). The version of the ZDI code used here assumes that the field geometry is projected onto a spherical harmonics frame (Donati et al. 2006). In this inversion procedure, the time series of Stokes V LSD profiles is compared to a set of synthetic Stokes V line profiles computed for the

same rotational phases as the observed profiles. Synthetic Stokes profiles are calculated from an artificial star whose surface is divided into a grid of pixels. Each surface pixel is associated with a local Stokes I and V profile. Assuming a given magnetic field strength and orientation for each pixel, local Stokes V profiles are calculated under the weak-field assumption, where Stokes V is proportional to $g \lambda_0^2 B_{\parallel} \partial I / \partial \lambda$, with λ_0 representing the average wavelength of the LSD profile, $B_{\parallel}$ the line-of-sight projection of the local magnetic field vector and g the effective Landé factor of the LSD profile.

We furthermore assumed that there are no large-scale brightness inhomogeneities over the stellar surface, so that all synthetic Stokes I profiles are locally the same everywhere. The limitation of this assumption will be illustrated by the observed variations in radial velocity and profile bisectors (Sect. 4.2), providing us with evidence that Stokes I profiles do vary as a function of the rotational phase, due to starspots or plages. The restriction of the reconstructed magnetic topology to the global-scale component of the surface magnetic field is probably limiting the consequences of these model inaccuracies, which should affect mainly smaller, unresolved spatial scales. In the present model, the Stokes I profiles are assumed to possess a Gaussian shape, with a depth and width adjusted to achieve a good match between synthetic and observed Stokes I line profiles. We assumed a projected rotational velocity ($v \sin i$) of 3 km s⁻¹ and an inclination angle equal to 28°, both of these values were previously used in the forward modelling of the field topology made by Petit et al. (2005). We also assumed the limb-darkening to be linear with $\mu = \cos(\theta)$, where θ is the limb angle, with a coefficient equal to 0.75. We finally restricted the spherical harmonics expansion to $\ell_{\text{max}} \leq 10$, since no improvement to the

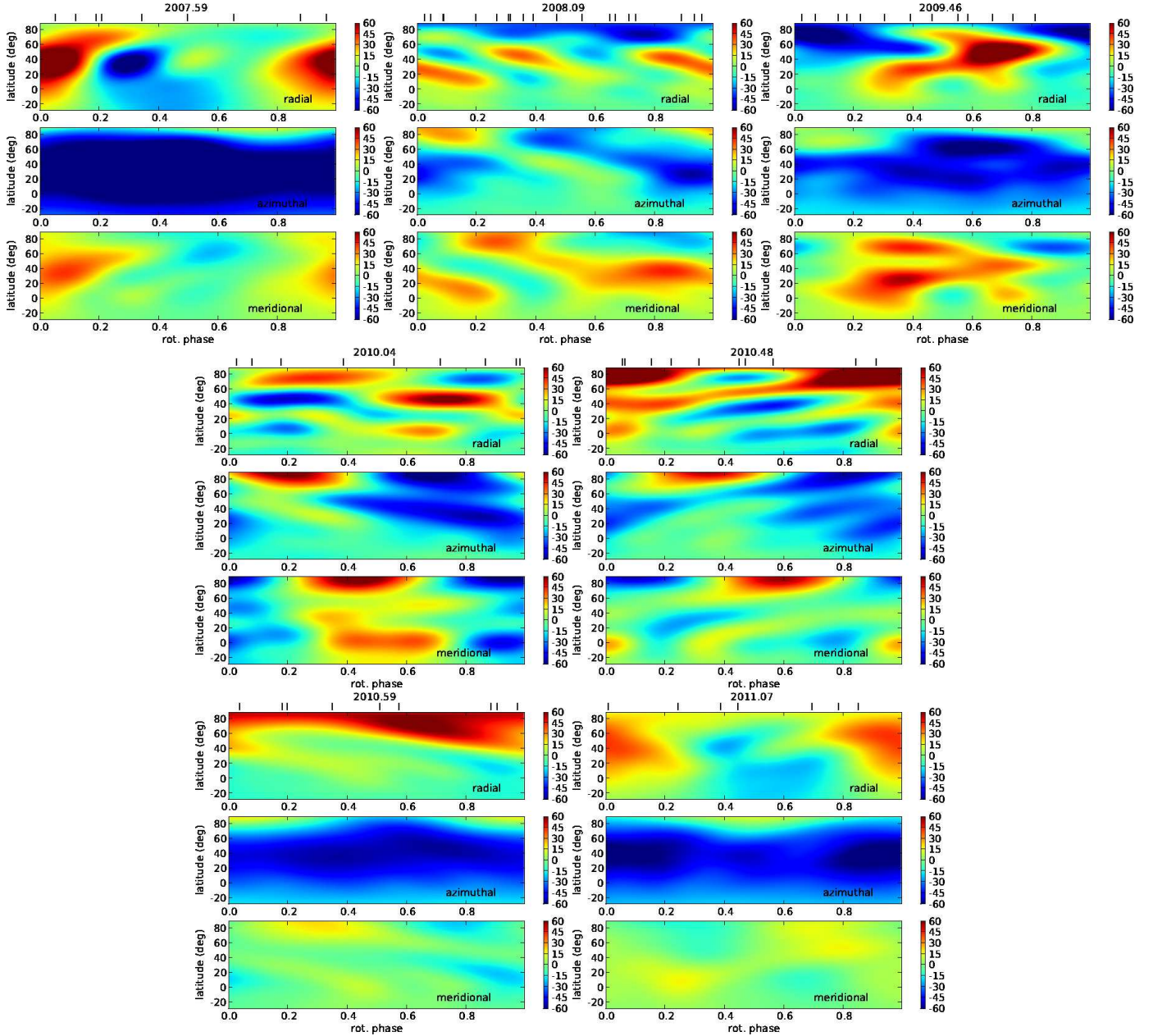


Fig. 2. Magnetic maps of ξ Bootis A, derived from 2007.59, 2008.09, 2009.46, 2010.04, 2010.48, 2010.59, and 2011.07 observations (from left to right and top to bottom). For each data set, the three charts illustrate the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame with, from top to bottom, the radial, azimuthal, and meridional field components. The magnetic field strength is expressed in Gauss.

fits, between modelled and observed LSD profiles, is noticed for values of $\ell_{\max}$ greater than 5.

Because each data set was collected over several weeks, we assumed that the magnetic geometry might be distorted by latitudinal differential rotation over the timespan of the data collection. We therefore included a two-parameter differential rotation law in our stellar model, with the form

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

where $\Omega(l)$ is the rotation rate at latitude l , Ω_{eq} the rotation rate of the equator and $d\Omega$ the difference in rotation rate between the poles and equator. Following the method of Petit et al. (2002), a grid of magnetic inversions was calculated for a range of values of the quantities Ω_{eq} and $d\Omega$. The values listed in Table 1 correspond to the χ^2 minimum in the parameter plane, whenever this minimum exists and is unique in the scanned Ω_{eq} - $d\Omega$ area.

One first limitation of this indirect imaging procedure is the roughness of the underlying stellar model, which, combined with the sparse phase sampling and uneven S/N ratio, may be the source of inaccuracies in the reconstructed magnetic geometry (see, e.g., Donati & Brown 1997). One other limitation of the maximum-entropy algorithm is the absence of error bars on the resulting maps. To limit the consequences of these two restrictions as much as possible, we do not discuss here the finest details of the magnetic topology (i.e., individual magnetic spots), but rather concentrate on a set of quantities derived from the largest spatial scales of the field geometry (e.g., its low-order multipolar expansion), as listed in Table 1. As an attempt to evaluate the uncertainties on these global magnetic quantities, we then reproduce the approach of Petit et al. (2008) and compute several magnetic maps, each of which is calculated using different values of the input parameters of ZDI (within the error

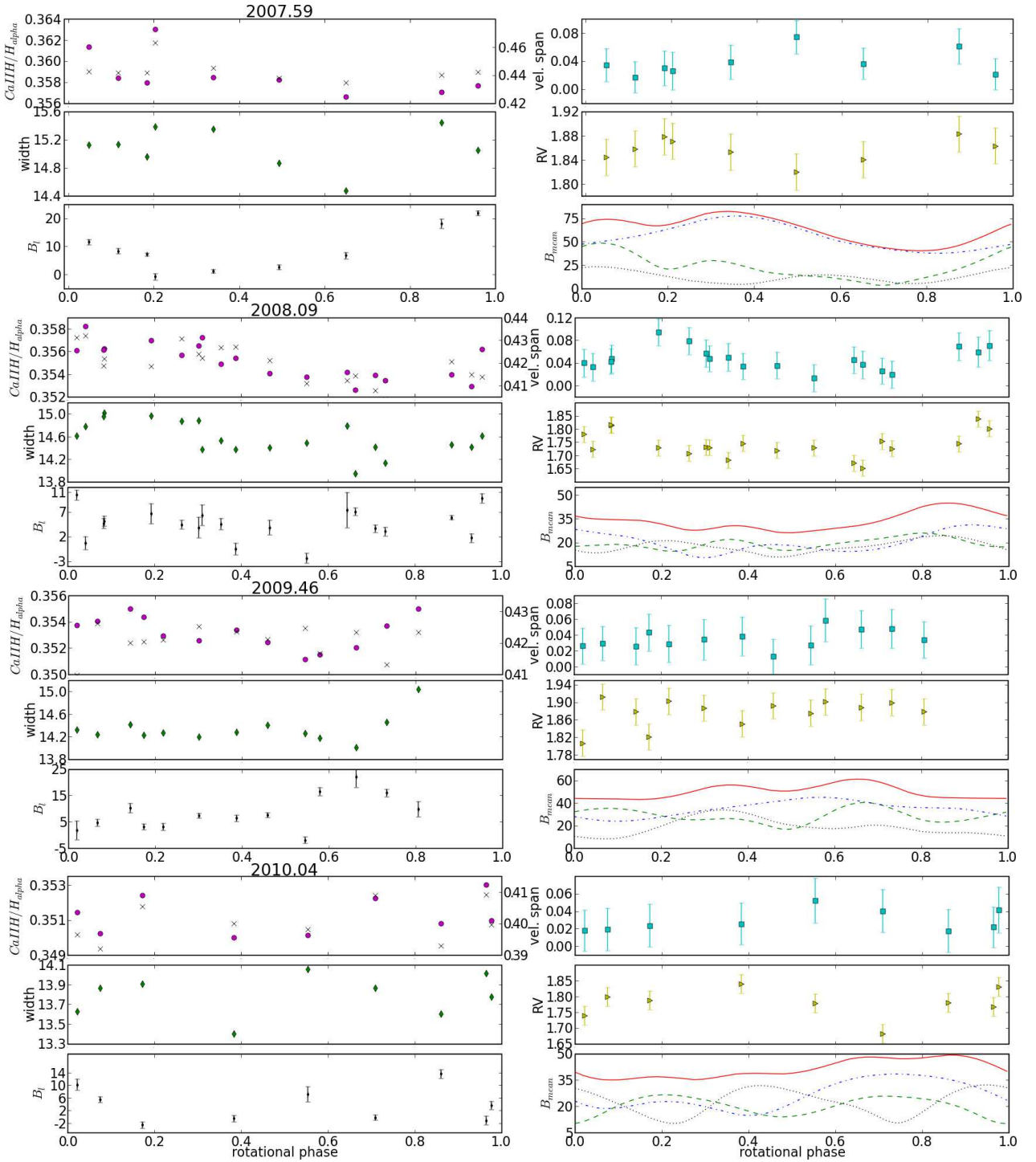


Fig. 3. Four sets of six subplots, each set corresponding to one epoch (from top to bottom, 2007.59, 2008.09, 2009.46, and 2010.04). For each set, the *left subplots* contain, from top to bottom, the $N_{\text{H}\alpha}$ -index (filled circles and left axis) and $N_{\text{Ca I H}}$ -index (crosses and right axis of the top panel of each set), the FeI@846.8404 magnetic line widths (km s⁻¹), B_l (Gauss). The *right subplots*, from top to bottom, correspond to the velocity spans (km s⁻¹) obtained from the profile bisectors (Sect. 4.2), the radial velocity (km s⁻¹), and the mean unsigned magnetic strength of the total (full line), radial (dashes), azimuthal (dot-dashes) and meridional (dots) magnetic field components extract from the ZDI maps. Error bars are not included whenever they are smaller than the symbol size.

bars on individual parameters). The dispersion of the resulting magnetic values are considered as error bars. As for other solar-like stars presented by Petit et al. (2008), we generally note that the resulting dispersion is dominated by the uncertainty on the inclination angle of ξ Bootis A.

The fits from our tomographic modelling are illustrated in Fig. 1 and the magnetic maps are given in Fig. 2. The modelled

data were fitted to the observed ones with a reduced χ^2 (χ_r^2 hereafter) of between 1.3 and 4.8 (see Table 1), showing that the fit accuracy never reached the noise level. The fit is not significantly improved by simple changes in the local line profile model, e.g. by the replacement of the Gaussian local Stokes I profile by a Lorentzian one (in an attempt to slightly improve the fitting of the profile wings), or the implementation of an ad-hoc

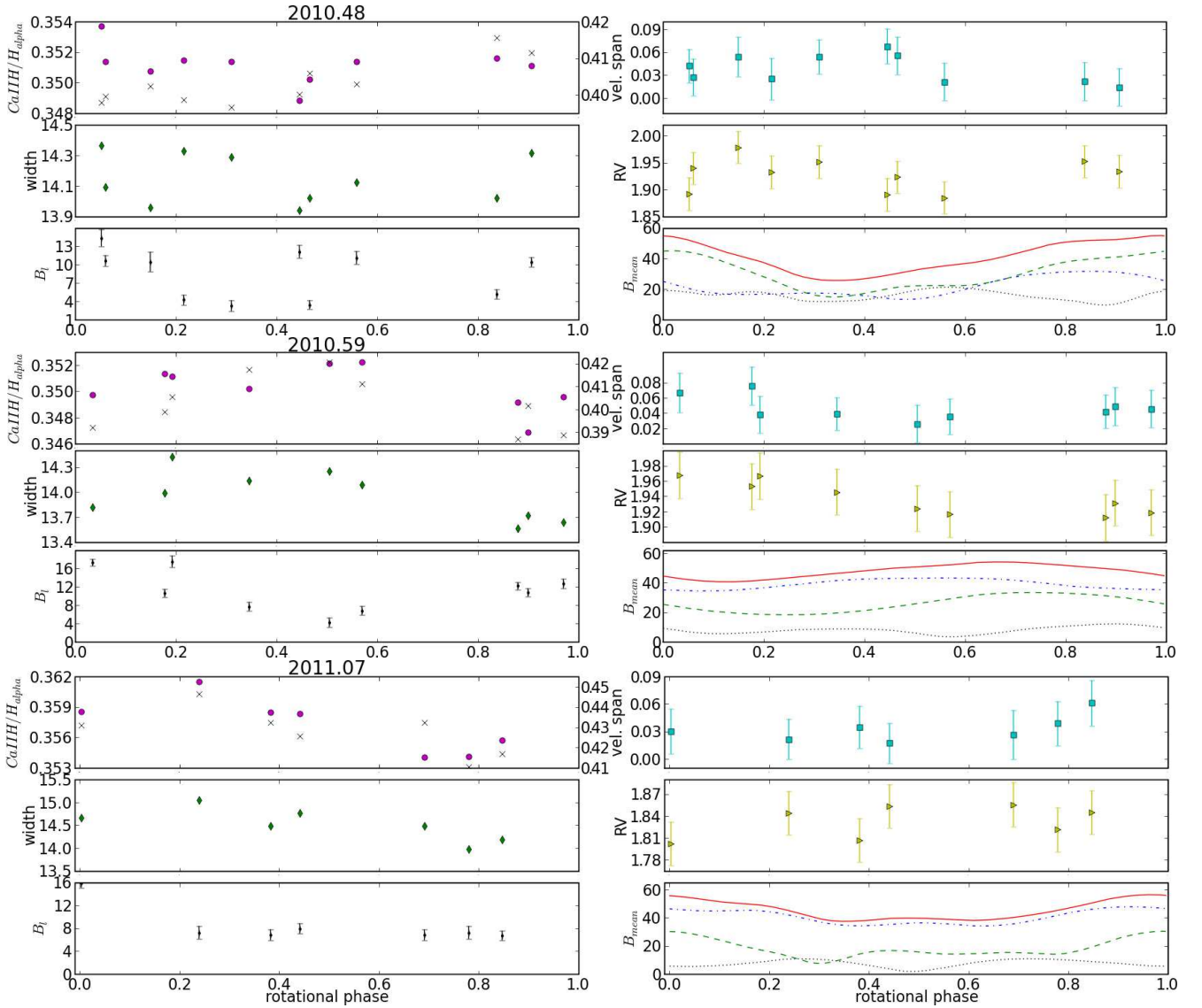


Fig. 4. Same as Fig. 3 for 2010.48, 2010.59 and 2011.07.

asymmetry in local Stokes V profiles, as previously proposed by Petit et al. (2005). A possible cause for the repeated mismatch may be the residual effect of blended lines (Kochukhov et al. 2010) which could be larger than the noise level. Another likely cause is the intrinsic evolution of the magnetic topology during data collection, if this evolution is not entirely caused by latitudinal differential rotation, or if the latitudinal shear is following a different law than the simple formula used here. Fast evolution of the magnetic geometry is observed between 2010.48 and 2010.59, but the field configuration seems to be more stable at other epochs, for instance in 2010.04, where a 62 d timespan produced a magnetic inversion with $\chi_r^2 = 1.3$.

The limited lifetime of magnetic tracers is especially of concern in the measurement of surface differential rotation. In the ideal situation of a magnetic topology progressively distorted by a surface shear, the χ_r^2 landscape in the $\Omega_{\text{eq}}\text{-d}\Omega$ plane takes the shape of a 2D paraboloid (Petit et al. 2002). This is never the case here, except for 2008.09. At other epochs, iso- χ_r^2 contours are sometimes not ellipsoidal (2009.46, 2010.48, 2010.59), delimit at least two local χ_r^2 minima of similar depth (2011.07), or display no minimum (2007.59 and 2010.04). Therefore the apparent temporal variations of the shear shown in Table 1 should

be taken with caution, even when the observed differences are above the statistical error bars. In particular, we note that modifying the number of profiles used to model the surface shear (for instance, by removing the first or last profile of a time-series) often has a significant impact on the measured $\text{d}\Omega$, suggesting that intrinsic magnetic variability is affecting some of our differential rotation measurements. Whenever a unique χ_r^2 minimum was not identified, the differential rotation parameters of 2008.09 were adopted in the inversion process.

The magnetic maps show the reconstructed geometry of the large-scale photospheric field. Over the years, the most recognizable feature is the azimuthal field component, organized in a fragmented or complete ring encircling the rotation axis at a latitude of about 40° , showing a large-scale toroidal magnetic component at the stellar photosphere. The toroidal component contains most of the magnetic energy, except in 2008.09 and 2010.48 (Table 1), and its dominant polarity is constant for all data sets. The poloidal magnetic component is dominated by a dipole, with the dipole tending to host a larger fraction of the magnetic energy when the toroidal field component is strongest, i.e., in 2007.59 and 2011.07. The fraction of the axisymmetric field (fraction of magnetic energy stored in spherical harmonics

modes with $\ell = 0$) is also evolving in correlation with the strength of the toroidal field.

3.3. Zeeman broadening

To investigate the photospheric magnetic field of ξ Bootis A in even greater, we looked at the broadening of several spectral lines with high magnetic sensitivity. This approach, successfully applied to ξ Bootis A in the past (Robinson et al. 1980), is complementary to the Zeeman-Doppler Imaging strategy, because Zeeman broadening is sensitive to the total magnetic flux, while the polarized Zeeman signatures carry selective information about the large-scale component of the magnetic field (owing to signal cancellation for close-by regions of opposite magnetic polarity). Here, we monitored the temporal fluctuations of the Zeeman broadening. To achieve this goal, we adopted a very rough tracer of the magnetic broadening by simply following the time evolution of the line width. To do so, we first used a cubic spline algorithm to modify the wavelength sampling of the line to obtain a grid of spectral bins offering points of equal intensity on both wings of the line profile. We then evaluated the width at various depths in the line, and finally retained the depth ($0.33I_c$ above the normalized intensity of the line centre) at which the rotational modulation is the most obvious. The measured width is therefore not a standard FWHM.

We have mainly focused on the FeI@846.8404 line, which offers a high Landé factor ($g = 2.493$) and an infrared wavelength, which both enhance the Zeeman broadening effect. Other advantages of using this specific line are the relatively high S/N obtained in this part of the NARVAL spectra (close to 500) and the clean surrounding continuum, which is mostly free from telluric or photospheric lines, which ensures accurate continuum normalization. The line width measurements are listed in Table 5 and plotted in Figs. 3 and 4. A complex phase dependence of the line width is obvious at several epochs. A correlated evolution is sometimes observed with B_1 (e.g. in 2010.48), but this occasional similarity cannot be taken as a general trend, as illustrated by the anti-correlation observed only about a month later, in 2010.59. In addition to the rotational modulation in line width, a long-term trend is observed, with a significant decrease in the line width between 2007.59 and the following data sets. This variability is larger than the rotational variability observed at individual epochs (Fig. 6). This decrease agrees with the trend in decreasing magnetic field strength seen in the magnetic maps (Table 1).

The line width was also monitored using two other magnetically sensitive lines (FeI@549.75, $g = 2.26$ and FeI@550.68, $g = 2.00$). The variations described above are consistently recovered using these lines, although the correlation with chromospheric emission (see Sect. 4.1) is generally worse than for the infrared line. We also studied three lines with a weak Landé factor (FeI@481.78, $g = 0.48$, FeI@592.74, $g = 0.43$ and FeI@840.14, $g = 0.51$) which, as expected, did not exhibit any significant temporal evolution in their width.

4. Other activity tracers

4.1. Chromospheric activity

Using our Stokes I spectra we monitored the evolution of the chromospheric flux between each set of observations and also across the stellar rotation cycle. A simple comparison of the core of the Ca II H line for two different years (Fig. 5) reveals the variability of the chromospheric activity, with the core emission

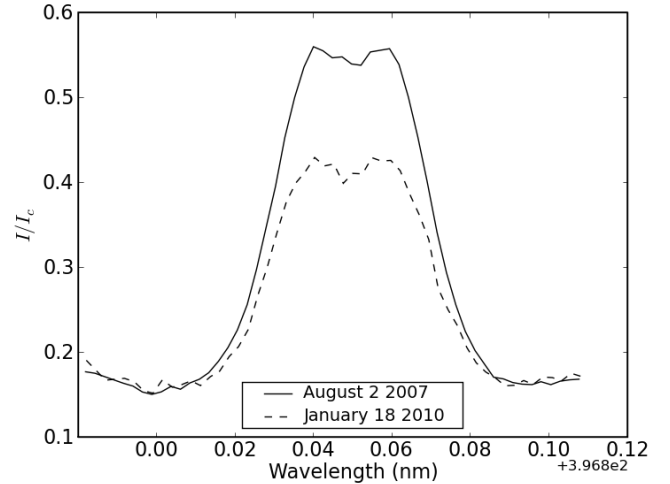


Fig. 5. Ca II H line for August 2 2007 (solid line) and for January 18 2010 (dashed line).

stronger in 2007.59 than in 2010.04. We constructed two emission indexes to quantify the emission changes, using the Ca II H and H α lines, respectively. Our method is described below.

4.1.1. N_{CaIIH} -index

Before computing the index itself, the continuum normalization in the spectral region around Ca II H&K was adjusted. The very dense distribution of photospheric spectral lines in this part of the spectrum prevented the standard reduction pipeline of LibreEsprit from defining a reliable continuum level, resulting in local normalization inaccuracies of the order of 20%. To improve the situation, we took as a reference a synthetic normalized spectrum from the POLLUX database (Palacios et al. 2010) with T_{eff} and $\log(g)$ values close to those of ξ Boo A. First, we interpolated the synthetic spectrum on the NARVAL wavelength grid, we then defined by hand a number of reference points around the Ca II H&K lines and used them to estimate the local ratio between the NARVAL spectrum and the synthetic spectrum. The series of ratios were then fitted by a fourth-order polynomial and, finally, the region of interest in the NARVAL spectrum was divided by the polynomial. We achieved a good continuum level using this method, without the need to rotationally broaden the synthetic spectrum. This confirms that rotational broadening can be ignored in the process, at least for a star like ξ Bootis A that has a low $v \sin i$.

Afterwards, we calculated a N_{CaIIH} -index following the method outlined in Duncan et al. (1991), who defined S -values from Mount Wilson observations. We used two triangular bandpasses H and K with a FWHM of 0.1 nm to determine the flux in the line cores. Two 2 nm-wide rectangular bandpasses R and V , centred on 400.107 and 390.107 nm, respectively, were used for the continuum flux in the red and blue sides of the H and K lines. Although results from this adapted S index are generally good, one concern was the location of Ca II K in an order overlap in the 2007.59 data set (later on, the order overlap was slightly shifted, so that the line core fell outside the overlap region). This unfortunate position in the spectrum generates additional difficulties in obtaining a reliable continuum normalization and increases the uncertainties in the computed values (since the S/N ratio decreases rapidly towards the edge of an order). After multiple trials, we chose to use only the Ca II H line because it gave the

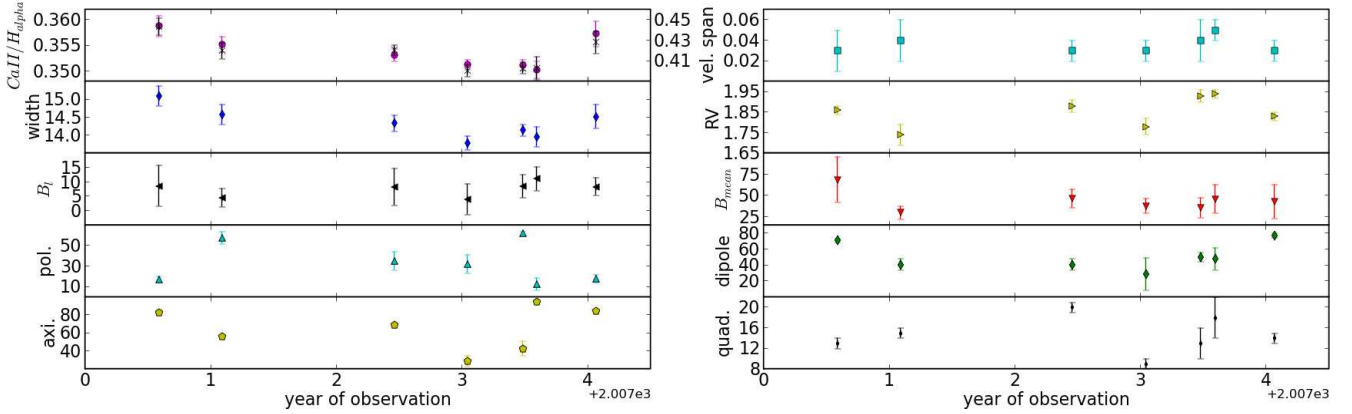


Fig. 6. Top three rows: long-term evolution of the average values (calculated over individual observing runs) and dispersion (vertical bars) of the activity proxies presented in Fig. 3 and 4. Bottom two rows: temporal evolution of magnetic quantities listed in Table 1.

most reliable results. Finally, in the same way as Wright et al. (2004) defined an L -index for Lick observations, we defined a N_{CaIIH} -index for our NARVAL spectra as follows:

$$N_{\text{CaIIH}} = \frac{H}{R}, \quad (3)$$

where H and R are the same as described above.

To match the Mount Wilson values, we transformed the N_{CaIIH} -index as

$$N_{\text{CaIIH}} = \alpha \left(\frac{H}{R} \right)^2 + \beta \frac{H}{R} + \gamma, \quad (4)$$

where α , β and γ are relative weights to be determined. To estimate them, we chose 31 cool stars simultaneously present in the NARVAL archive and in Wright et al. (2004), and ensured that all selected NARVAL observations had an S/N above about 100 around the Ca II H line. We then performed a least-squares fitting between the chromospheric activity values of the two stellar samples and found an optimal value of -0.972 for α , 1.803 for β and -0.051 for γ . Using the result of this calibration, some residual scatter is still observed between our measurements and Wright's values. These differences are probably due to the different dates of observation between the two studies, bearing in mind that the chromospheric emission of cool active stars display long-term fluctuations. The observed scatter, which is not associated to any systematic bias, is similar to that between Wright's estimates and older Mount Wilson measurements.

The N_{CaIIH} -index is shown in Figs. 3 and 4, and the mean values for each set appear in Table 2. Random errors are about 10^{-3} for individual observations. Occasional repeated observations of ξ Boo A during a single night (twice each night on 2008 Jan. 18 and 23) enabled us to obtain another estimate of uncertainties, assuming that the chromospheric activity is fairly constant over the few minutes that separate successive spectra. The typical difference in the N_{CaIIH} -index between these close-by observations is about 4×10^{-3} .

A rotational modulation in N_{CaIIH} is visible in most data sets, and is particularly evident in 2008.09. A longer-term evolution is also seen (Fig. 6), with differences between the years being larger than the fluctuations observed during a single rotation cycle. In individual data sets, a correlation between the rotational modulation of N_{CaIIH} and the width of FeI@846.84 is sometimes observed (e.g., 2008.09) but is much less pronounced at other epochs (e.g., 2009.46). A possible reason for this partial mismatch is the different centre-to-limb behaviour of the two magnetic field tracers. Stokes I for FeI@846.84 will be affected by

changes in the central, unsplit π component of the line (increasing towards the limb) as well as changes in the split σ components (decreasing towards the limb). The combination of the two types of Zeeman components gives a different centre-to-limb variation than for the chromospheric lines, for which a limb brightening is expected if there are faculae/plages contributing to the Ca II emission (Ortiz et al. 2002). The correlation between N_{CaIIH} and FeI@846.84 is more easily seen on the longer term (Fig. 7).

4.1.2. $N_{\text{H}\alpha}$ -index

In the same manner as for N_{CaIIH} , we defined a quantity to measure the variability in $\text{H}\alpha$. We used the same rectangular bandpasses that Gizis et al. (2002) defined around the $\text{H}\alpha$ line. The red-side continuum is taken to be between 656.62 and 656.84 nm, the blue-side continuum between 655.77 and 656.0 nm, and the line core between 656.10 and 656.46 nm. By defining the flux values in the continuum bandpasses as C_{red} and C_{blue} and the flux in the line as $F_{\text{H}\alpha}$, our index was constructed as follows:

$$N_{\text{H}\alpha} = \frac{F_{\text{H}\alpha}}{C_{\text{red}} + C_{\text{blue}}}, \quad (5)$$

note that the higher S/N around $\text{H}\alpha$, as well as the better continuum normalization in this spectral region, allowed us to skip the renormalization procedure adopted for Ca II H. The results obtained for each year are given in Figs. 3 and 4, and the mean values are listed in Table 2. Random errors are about 10^{-4} for a single observation. Using the two nights for which repeated observations are available, as we did for N_{CaIIH} , the empirical uncertainty was measured to be around 7×10^{-4} .

Most conclusions drawn for the N_{CaIIH} index are also valid for $N_{\text{H}\alpha}$, given the correlation of the two indexes illustrated in Fig. 7. Again, rotational variability is observed for most epochs, as well as a year-to-year trend. The changes seen between the observing epochs are higher than the rotationally induced variations.

4.2. Radial velocities and profile bisectors

Even for the low Doppler broadening of spectral lines suffered by ξ Bootis A ($v \sin i = 3 \text{ km s}^{-1}$), surface inhomogeneities (cool spots or plages) can be expected to modify the shapes of the Stokes I LSD profiles. During its transit across the visible hemisphere of the star, a cool spot changes the depth of one wing

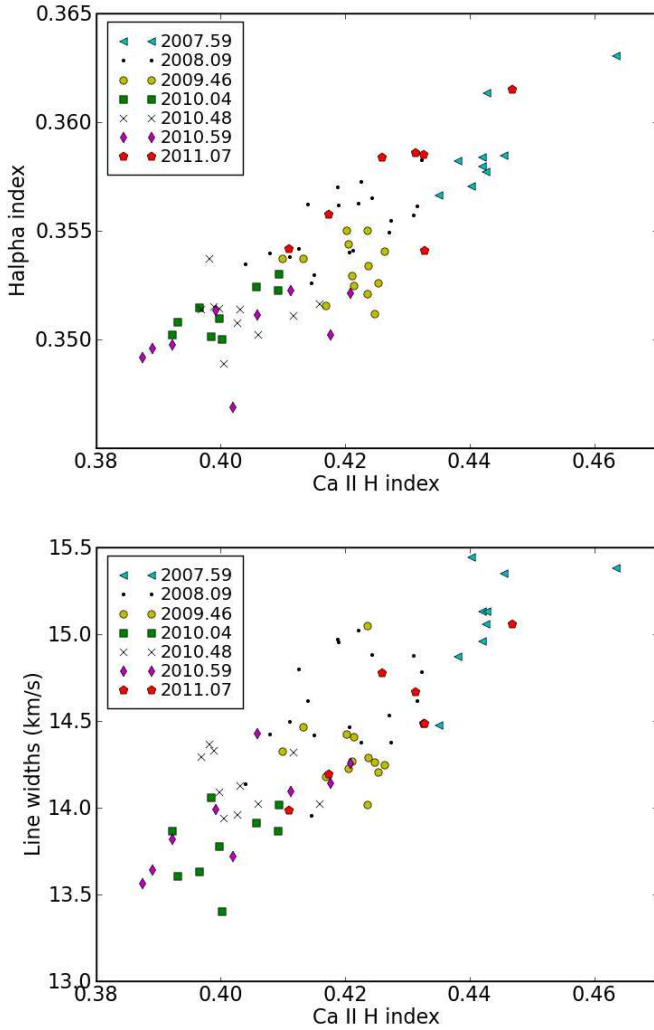


Fig. 7. Correlation between N_{CaIIH} and $N_{\text{H}\alpha}$ (top), and between the widths of the FeI@846.84 line and N_{CaIIH} (bottom).

of the profile when it gets closer to the stellar limb (so that its spectral counterpart gains significant Doppler shift). This effect may be detected as a change in the radial velocity of the line centroid, or as a modification of the profile bisector. The typical profile asymmetry produced by convective flows (Toner & Gray 1988) may also be locally modified by strong magnetic fields, resulting in a temporary change of the profile bisector. In this section, we propose to investigate these effects for ξ Bootis A.

Radial velocities (RV hereafter) were calculated from our Stokes I LSD profiles by applying a Gaussian fit to the line profiles and using the centroid of the resulting Gaussian function as a radial velocity estimate. Using a (symmetric) Gaussian fit may be thought inadapted for asymmetric Stokes I LSD profiles observed for ξ Bootis A. We note, however, that the level of asymmetry is generally low compared to radial velocity fluctuations derived below (Table 2). Detailed measurements can be found in Table 5 and phase-folded results are shown in Figs. 3 and 4. The typical error for a single measure of RV, using NARVAL in polarimetric mode, was estimated by Moutou et al. (2007) and is of the order of $0.015\text{--}0.030\text{ km s}^{-1}$. Several data sets display rotationally modulated variations in RV, with amplitudes sometimes in excess of 0.1 km s^{-1} (see for instance 2009.46). Most of the time, this activity proxy is acting differently from other tracers.

We also used the Stokes I LSD profiles to construct profile bisectors. After adjusting the sampling of the intensity line profile with a cubic spline procedure, we computed the bisector using a method similar to Toner & Gray (1988). The phase-dependence of the bisector shape is plotted in Fig. 8 for the observations of 2008.09. We note that the bisectors never display the typical redshift near the continuum that they exhibited most of the time in previous studies of Toner & Gray (1988) and Petit et al. (2005). This shape difference is due to the spectral range (covering the whole visible domain) used to derive the LSD profiles. Using various sub-sets of our line-list to compute LSD profiles in narrower spectral regions, we note that the shape reported by Toner & Gray (1988) is typical of the red- and near-infrared domains, while a mirror shape (with a blueshift close to the continuum) is observed for the bluest parts of the NARVAL spectral range.

We note that strong and weak individual spectral lines (which are expected to have different bisector shapes) are mixed together in the computation of a LSD profile. If the resulting bisector shape is still a tracer of photospheric convective flows (Gray 1980, 1981, 1982; Dravins 1987), any direct comparison with individual line bisectors should be taken with caution. When adopting the exact line list of Toner & Gray (1988) to compute LSD profiles (eight lines close to 625 nm), we indeed derived bisectors similar to theirs, but here again the comparison is of limited relevance, since it might be affected by the difference in spectral resolution and time of observation.

To quantify the changes in the bisector shape, we calculated the velocity span associated to each bisector, as defined by Toner & Gray (1988). Here, we take the difference in radial velocity between a point near the top of the line profile ($I/I_c = 0.95$) and a point near the bottom (the I/I_c minimum value plus 0.01). Uncertainties in the bisector span were derived using the approach of Povich et al. (2001), yielding error bars of $20\text{--}30\text{ m s}^{-1}$. Repeated measurements within a few minutes, obtained at two occurrences in 2008.09, provided us with variations of the velocity span within the calculated uncertainties. The bisector fluctuations are shown in Figs. 3 and 4, with numerical quantities listed in Table 5. Variations with the rotational phase are visible for most epochs of observation, and sometimes follow a complex pattern (e.g. 2008.09). Most of the time, no obvious correlation can be found with other magnetic or activity proxies. In contrast to most other tracers, a long-term trend of the bisector span is not detected above its typical dispersion level (Fig. 6).

5. Discussion and conclusions

We have used spectropolarimetric observations to derive a time-series of magnetic field maps and activity proxies covering almost four years in the life of ξ Bootis A. In doing so we combined observational approaches that are often investigated separately.

5.1. Magnetic topology

In spite of its rapid rotation rate, the spectral lines of ξ Bootis A are not significantly affected by Doppler broadening. The low $v \sin i$ of the star is due to the combined effect of a low inclination angle and a relatively small radius. When applied to stars with low rotational broadening, ZDI selectively reconstructs only the largest spatial scales of the surface magnetic field. The reconstructed magnetic maps of ξ Bootis A show a surface-averaged field strength of the order of $30\text{--}100\text{ G}$. These values are significantly lower than the previous estimate of Petit et al. (2005),

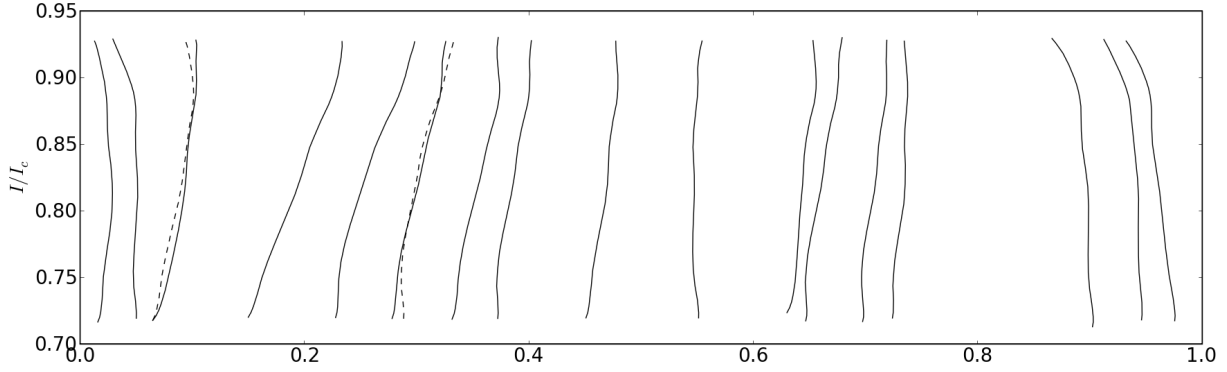


Fig. 8. Bisectors of Stokes I LSD profiles as a function of the rotational phase for 2008.09. Dashes represent observations taken a few minutes apart from the overplotted solid-line bisector.

derived from observations taken during the summer of 2003, both for the poloidal and toroidal field components. This difference is possibly the consequence of a long-term magnetic trend, however, we emphasize that the instrumental setup and modelling methods are different in the two studies (direct modelling in Petit et al. 2005, inverse tomography in the present study), which may account for part of the apparent decrease. Both methods agree on the existence of a strong toroidal field component on ξ Bootis A, which is dominating the energy budget in the results of Petit et al. (2005), and also in most of the ZDI magnetic field reconstructions in the present study, except in 2008.09 and 2010.48 (for which the poloidal field component dominates the surface magnetic energy).

The properties of the large-scale field of ξ Bootis A can also be compared to that of other ZDI studies of solar-type dwarfs, as long as the selected stars also exhibit a low $v \sin i$, so as to ensure that all stars used for the comparison are affected by a same low-pass spatial filtering of their magnetic geometry. As far as mass is concerned, the closest available neighbour is HD 189733 (Fares et al. 2010). The average surface field strength recovered for this star is lower than that derived for ξ Bootis A, which is likely a consequence of the slower rotation rate of HD 189733 (with a rotation period of 12 d). In spite of this difference, both stars have a significant fraction of their surface magnetic energy reconstructed in a toroidal field component.

A small number of main-sequence stars of higher mass can also serve as comparisons. The average field strength of ξ Bootis A is consistent with the large-scale field strength measured for $1 M_{\odot}$ stars with rotation periods slower than about 10 d (Petit et al. 2008). The prominent toroidal component of the large-scale magnetic geometry, observed for each year except for 2008.09 and 2010.48, agrees with the assertion, derived from both observations and numerical simulations of stellar dynamos, that surface magnetic geometries become predominantly toroidal for solar-type dwarfs with rotation periods as short as a few days, whereas a mainly poloidal surface field is a common feature of slow rotators (Petit et al. 2008; Brown et al. 2010).

5.2. Magnetic variability

If ξ Bootis A seems to obey the above-mentioned trends, the temporal fluctuations of its magnetic properties demonstrate that magnetic variability will induce some scatter around any average behaviour, because the global field strength, the fraction of energy in the toroidal field, and the field axisymmetry all vary with time. While relative fluctuations observed in the chromospheric

emission are limited to about 20% (although Baliunas et al. 1995, suggest that longer-term variations of up to 60% can be observed), simultaneous variations by a factor of about 2 are observed in the mean large-scale field strength, and reach a factor of about 5 in the fraction of energy reconstructed in the axisymmetric field component and a factor of 3 in the fraction of energy stored as a toroidal component. Assuming that these sharp variations are too important to simply reflect intrinsic limitations of our magnetic model (Sect. 3.2), they suggest that the large-scale field structures seen in polarimetry are more sensitive to dynamo fluctuations than the smaller-scale structures that contribute to the chromospheric flux. The difference in behaviour between the activity tracers and the large-scale field is also visible on the shorter term, e.g., between the close-by epochs of 2010.48 and 2010.59, when a fast evolution of the global magnetic topology (similar in its short timescale to previous observations by Petit et al. 2005) has no clear counterpart in other activity proxies.

Several possibilities can be proposed to account for the low agreement between the Stokes V and Stokes I activity indicators. Firstly, Zeeman broadening and chromospheric emission are expected to trace a wider range of spatial scales than the polarized Zeeman signatures, which are missing a significant fraction of the total magnetic flux of the star. Secondly, the different limb visibility of the various proxies is expected to result in different temporal evolutions. Thirdly, the flux in chromospheric indicators tends to saturate with increasing magnetic flux (Schrijver et al. 1989; Loukitcheva et al. 2009), so that strong magnetic field variations may result in more gentle Ca II variations.

The complex long-term magnetic variations of ξ Bootis A, previously noted by Baliunas et al. (1995), are reminiscent of the behaviour of high-activity, very rapidly-rotating dwarfs (Donati et al. 2003b; Jeffers et al. 2011; Marsden et al. 2011). There is obvious magnetic field evolution over the four years of observations, but it does not take the simple form of fast global polarity switches observed on other rapidly-rotating sun-like stars (Fares et al. 2009; Petit et al. 2009; Morgenthaler et al. 2011). Instead, the main variability observed is a drop of the average field strength from 2008 to early 2010, encompassed by epochs associated with stronger field. This evolution is also observed in most of the activity proxies. We note that the toroidal field component is relatively weaker whenever the global field strength is close to its minimum value, and observe a more axisymmetric field structure in high-activity states. The magnetic topologies of 2007.59 and 2011.07 are very similar, suggesting that the repeated observation of this magnetic pattern may be related to a type of magnetic cycle that does not imply a global polarity switch. Based on our data sets, the large-scale magnetic

variability of ξ Bootis A may seem chaotic, however, we stress that not all relevant temporal scales are explored here, so that a longer monitoring or a denser temporal sampling may help reveal other patterns.

5.3. Differential rotation

Some of the short-term changes in the magnetic topology can be taken into account in our model, assuming that they obey a simple differential rotation law. The measurement of the rotational shear was not conclusive at every epoch, presumably because of the fast emergence/disappearance of magnetic spots, which affects the tracking accuracy of the magnetic tracers used to determine the shear (a source of error already mentioned by Petit et al. 2002). Whenever measurable, the values of the differential rotation parameters are consistent with a strong surface shear, with $d\Omega$ from five to ten times the solar value. As mentioned in Sect. 3.2, part of this observed scatter is likely generated by fast changes in the surface topology, but this random effect is not expected to result in systematic biases of $d\Omega$ measurements. The $d\Omega$ values are far above some measurements obtained for very rapidly rotating dwarfs in this temperature domain (see Barnes et al. 2005, who report a drop of differential rotation for stars cooler than the Sun). It is, however, reminiscent of the strong shear observed on the T Tauri star v2247 Oph, in spite of a spectral type as late as M2 (Donati et al. 2010). An increase in $d\Omega$ with rotation is also consistent with other observational studies (Donahue et al. 1996; Saar 2009) and with the models of Brown et al. (2008) and Ballot et al. (2007).

The high latitudinal shear of ξ Bootis A also suggests that in spite of the high activity level of the star, Maxwell stresses are still inefficient at forcing solid-body rotation as proposed, e.g., for active M dwarfs (Morin et al. 2008; Browning 2008), but also for very rapidly rotating sun-like stars (Henry et al. 1996; Reiners & Schmitt 2003). If such an extreme state is not reached by ξ Bootis A, the sharp apparent fluctuations of the shear level, if real, may indicate that a feedback of the magnetic field onto the large-scale flows is probably active in the convective layers and is affecting the differential rotation, as suggested for other high-activity dwarfs (Donati et al. 2003a) and from dynamo models of Brun et al. (2005).

Acknowledgements. This research made use of the POLLUX database (<http://pollux.graal.univ-monp2.fr>) operated at LUPM (Université Montpellier II – CNRS, France, with support of the PNPS and INSU). We are grateful to the staff of TBL for their efficient help during the many nights dedicated to this observing project. We are grateful to an anonymous referee for a number of constructive comments that helped to clarify this article. This long-term magnetic monitoring was undertaken in the framework of the Bcool project.

References

- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
 Ballot, J., Brun, A. S., & Turck-Chièze, S. 2007, *ApJ*, 669, 1190
 Barnes, J. R., Collier Cameron, A., Donati, J.-F., et al. 2005, *MNRAS*, 357, L1
 Brandenburg, A., & Subramanian, K. 2005, *Phys. Rep.*, 417, 1
 Brown, B. P., Browning, M. K., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2008, *ApJ*, 689, 1354
 Brown, B. P., Browning, M. K., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2010, *ApJ*, 711, 424
 Brown, B. P., Miesch, M. S., Browning, M. K., Brun, A. S., & Toomre, J. 2011, *ApJ*, 731, 69
 Browning, M. K. 2008, *ApJ*, 676, 1262
 Brun, A. S., Browning, M. K., & Toomre, J. 2005, *ApJ*, 629, 461
 Donahue, R. A., Saar, S. H., & Baliunas, S. L. 1996, *ApJ*, 466, 384
 Donati, J., & Brown, S. F. 1997, *A&A*, 326, 1135
 Donati, J., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
 Donati, J.-F., Collier Cameron, A., & Petit, P. 2003a, *MNRAS*, 345, 1187
 Donati, J.-F., Collier Cameron, A., Semel, M., et al. 2003b, *MNRAS*, 345, 1145
 Donati, J., Howarth, I. D., Jardine, M. M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 629
 Donati, J.-F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1426
 Dravins, D. 1987, *A&A*, 172, 211
 Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O. C., et al. 1991, *ApJS*, 76, 383
 Fares, R., Donati, J., Moutou, C., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1383
 Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 409
 Ghizaru, M., Charbonneau, P., & Smolarkiewicz, P. K. 2010, *ApJ*, 715, L133
 Gizis, J. E., Reid, I. N., & Hawley, S. L. 2002, *AJ*, 123, 3356
 Gray, D. F. 1980, *ApJ*, 235, 508
 Gray, D. F. 1981, *ApJ*, 251, 583
 Gray, D. F. 1982, *ApJ*, 255, 200
 Gray, D. F. 1984, *ApJ*, 281, 719
 Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. 1996, *AJ*, 111, 439
 Jeffers, S. V., Donati, J.-F., Alecian, E., & Marsden, S. C. 2011, *MNRAS*, 411, 1301
 Kochukhov, O., Makaganiuk, V., & Piskunov, N. 2010, *A&A*, 524, A5
 Lockwood, G. W., Skiff, B. A., Henry, G. W., et al. 2007, *ApJS*, 171, 260
 Loukitcheva, M., Solanki, S. K., & White, S. M. 2009, *A&A*, 497, 273
 Marsden, S. C., Jardine, M. M., Ramírez Vélez, J. C., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 1922
 Metcalfe, T. S., Basu, S., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJ*, 723, L213
 Morgenthaler, A., Petit, P., Morin, J., et al. 2011, *Astron. Nachr.*, 332, 866
 Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
 Moutou, C., Donati, J., Savalle, R., et al. 2007, *A&A*, 473, 651
 Oláh, K., Kolláth, Z., Granzer, T., et al. 2009, *A&A*, 501, 703
 Ortiz, A., Solanki, S. K., Domingo, V., Fligge, M., & Sanahuja, B. 2002, *A&A*, 388, 1036
 Palacios, A., Gebran, M., Josselin, E., et al. 2010, *A&A*, 516, A13
 Petit, P., Donati, J.-F., & Collier Cameron, A. 2002, *MNRAS*, 334, 374
 Petit, P., Donati, J., Aurière, M., et al. 2005, *MNRAS*, 361, 837
 Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
 Petit, P., Dintrans, B., Morgenthaler, A., et al. 2009, *A&A*, 508, L9
 Povich, M. S., Giampapa, M. S., Valenti, J. A., et al. 2001, *AJ*, 121, 1136
 Rees, D. E., & Semel, M. D. 1979, *A&A*, 74, 1
 Reiners, A., & Schmitt, J. H. M. M. 2003, *A&A*, 398, 647
 Robinson, R. D., Worden, S. P., & Harvey, J. W. 1980, *ApJ*, 236, L155
 Saar, S. H. 2009, in *Solar-Stellar Dynamos as Revealed by Helio- and Asteroseismology: GONG 2008/SOHO 21*, ed. M. Dikpati, T. Arntoft, I. González Hernández, C. Lindsey, & F. Hill, *ASP Conf. Ser.*, 416, 375
 Saar, S. H., & Brandenburg, A. 1999, *ApJ*, 524, 295
 Schrijver, C. J., Cote, J., Zwaan, C., & Saar, S. H. 1989, *ApJ*, 337, 964
 Semel, M. 1989, *A&A*, 225, 456
 Toner, C. G., & Gray, D. F. 1988, *ApJ*, 334, 1008
 Valenti, J. A., & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
 Wielen, R. 1962, *AJ*, 67, 599
 Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, *ApJS*, 152, 261

Table 3. Journal of observations for 2007.59, 2008.09, and 2009.46.

Year	Julian date (2 450 000+)	σ_{LSD} $10^{-5} I_c$	Rot. phase
2007.59	4308.35	5.4742	0.8726
	4310.35	1.7360	0.1835
	4311.35	2.1059	0.3387
	4312.34	2.7435	0.4928
	4313.34	3.8929	0.6485
	4315.34	2.8654	0.9586
	4316.34	2.7608	0.1152
	4322.34	3.2082	0.0473
2008.09	4323.34	3.7479	0.2030
	4484.72	5.9851	0.3017
	4484.77	6.3988	0.3092
	4485.77	5.2155	0.4648
	4488.76	3.2560	0.9291
	4489.74	3.4732	0.0827
	4489.75	3.5767	0.0840
	4491.70	4.0728	0.3865
	4492.75	3.3416	0.5499
	4493.76	2.7275	0.7075
	4495.77	3.4875	0.0206
	4499.77	12.7455	0.6427
	4501.77	3.5052	0.9538
	4503.76	3.1664	0.2626
	4506.77	2.9219	0.7304
	4507.76	1.3428	0.8843
	4508.76	4.5386	0.0400
	4509.73	7.8197	0.1914
	4510.77	4.1865	0.3524
	4512.76	3.1274	0.6627
2009.46	4980.38	4.0385	0.3865
	4984.45	12.1589	0.0192
	4985.43	3.7381	0.1722
	4994.47	5.3269	0.5786
	4995.46	4.3773	0.7318
	5001.44	14.4977	0.6617
	5002.36	10.5647	0.8056
	5006.56	3.2475	0.4579
	5010.46	5.4779	0.0654
	5011.44	4.6241	0.2175
	5013.55	4.3254	0.5450
	5017.38	6.9613	0.1415
	5018.40	3.1676	0.2992

Table 4. Same as Table 3 for 2010.04, 2010.48, 2010.59, and 2011.07.

Year	Julian date (2 450 000+)	σ_{LSD} $10^{-5} I_c$	Rot. phase
2010.04	5180.78	8.7507	0.5527
	5181.78	3.2145	0.7082
	5202.71	4.7321	0.9641
	5215.65	4.5171	0.9763
	5222.71	3.1795	0.0743
	5224.69	3.2308	0.3823
	5240.62	4.6358	0.8593
	5241.66	7.1186	0.0211
	5242.63	3.7747	0.1718
2010.48	5354.42	3.9811	0.5580
	5370.45	4.8856	0.0514
	5379.41	3.8653	0.4445
	5382.37	3.0234	0.9054
	5383.37	2.9261	0.0600
	5384.37	2.6600	0.2154
	5388.36	2.9740	0.8374
	5390.37	5.0528	0.1487
	5391.40	2.9108	0.3093
2010.59	5392.40	2.3126	0.4650
	5403.41	3.0789	0.1766
	5412.36	3.4796	0.5697
	5414.35	2.8979	0.8791
	5415.35	2.9610	0.0335
	5416.36	4.4882	0.1919
	5417.35	3.6313	0.3448
	5418.38	3.6560	0.5047
	5421.36	3.2580	0.9690
2011.07	5427.34	2.9531	0.8985
	5578.71	3.6620	0.4409
	5584.76	3.3521	0.3814
	5586.75	3.1925	0.6901
	5587.75	3.1746	0.8459
	5588.76	2.9784	0.0028
	5593.75	4.0095	0.7787
	5596.71	4.1288	0.2387

Notes. From left to right, we list the year of observation, the Julian date, the error-bar in Stokes V LSD profiles, and the phase of the rotational cycle at which the observation was made, taking the same rotation period and phase origin as [Petit et al. \(2005\)](#).

Table 5. Activity tracers of ξ Bootis A derived from the Stokes I profiles for each observation for 2007.59, 2008.09, and 2009.46.

Frac. year	Julian date	B_l (G)	Rad. vel. (km s ⁻¹)	Velocity spans (km s ⁻¹)	Line widths (km s ⁻¹)	N_{CaIIH}	$N_{\text{H}\alpha}$
2007.59	2454315.34	22.0 ± 0.8	1.86	0.02 ± 0.02	15.059 ± 0.041	0.4425 ± 0.0005	0.3577 ± 0.0002
	2454316.34	8.5 ± 0.9	1.86	0.02 ± 0.02	15.135 ± 0.038	0.442 ± 0.0005	0.3584 ± 0.0002
	2454322.34	11.7 ± 0.9	1.84	0.03 ± 0.02	15.133 ± 0.041	0.4427 ± 0.0005	0.3614 ± 0.0002
	2454323.34	-0.6 ± 1.1	1.87	0.03 ± 0.03	15.385 ± 0.037	0.4635 ± 0.0006	0.3631 ± 0.0002
	2454308.35	18.2 ± 1.7	1.88	0.06 ± 0.02	15.444 ± 0.007	0.4401 ± 0.0011	0.3571 ± 0.0004
	2454310.35	7.3 ± 0.5	1.88	0.03 ± 0.02	14.96 ± 0.032	0.4419 ± 0.0003	0.358 ± 0.0001
	2454311.35	1.4 ± 0.6	1.85	0.04 ± 0.02	15.352 ± 0.037	0.4454 ± 0.0003	0.3585 ± 0.0001
	2454312.34	2.8 ± 0.8	1.82	0.07 ± 0.02	14.875 ± 0.032	0.438 ± 0.0004	0.3582 ± 0.0002
2008.09	2454313.34	6.9 ± 1.1	1.84	0.04 ± 0.02	14.477 ± 0.037	0.435 ± 0.0006	0.3566 ± 0.0002
	2454499.77	7.4 ± 3.6	1.67	0.05 ± 0.02	14.799 ± 0.023	0.4124 ± 0.0018	0.3542 ± 0.0006
	2454501.77	9.8 ± 1.0	1.8	0.07 ± 0.03	14.616 ± 0.041	0.4138 ± 0.0006	0.3562 ± 0.0002
	2454503.76	4.5 ± 0.9	1.71	0.08 ± 0.02	14.876 ± 0.034	0.4309 ± 0.0005	0.3557 ± 0.0002
	2454506.77	3.1 ± 0.9	1.73	0.02 ± 0.02	14.137 ± 0.036	0.4039 ± 0.0005	0.3535 ± 0.0002
	2454507.76	5.9 ± 0.4	1.75	0.07 ± 0.02	14.467 ± 0.036	0.4206 ± 0.0002	0.354 ± 0.0001
	2454508.76	0.8 ± 1.3	1.72	0.03 ± 0.02	14.783 ± 0.037	0.4322 ± 0.0007	0.3583 ± 0.0003
	2454509.73	6.7 ± 2.0	1.73	0.09 ± 0.02	14.97 ± 0.022	0.4187 ± 0.0012	0.357 ± 0.0005
	2454510.77	4.6 ± 1.1	1.68	0.05 ± 0.02	14.533 ± 0.036	0.427 ± 0.0007	0.3549 ± 0.0003
	2454512.76	7.1 ± 0.8	1.65	0.04 ± 0.02	13.956 ± 0.024	0.4145 ± 0.0005	0.3526 ± 0.0002
	2454484.72	3.9 ± 2.1	1.73	0.06 ± 0.02	14.885 ± 0.038	0.4242 ± 0.0012	0.3565 ± 0.0004
	2454484.77	6.4 ± 2.1	1.73	0.05 ± 0.02	14.379 ± 0.031	0.4224 ± 0.0012	0.3573 ± 0.0004
	2454485.77	3.9 ± 1.5	1.72	0.04 ± 0.02	14.412 ± 0.038	0.4212 ± 0.0009	0.3541 ± 0.0003
	2454488.76	1.8 ± 0.9	1.84	0.06 ± 0.03	14.417 ± 0.037	0.4149 ± 0.0005	0.353 ± 0.0002
	2454489.75	5.2 ± 1.0	1.82	0.05 ± 0.02	15.025 ± 0.038	0.4221 ± 0.0005	0.3563 ± 0.0002
	2454489.74	4.7 ± 1.0	1.82	0.04 ± 0.02	14.958 ± 0.032	0.4188 ± 0.0005	0.3562 ± 0.0002
	2454491.7	-0.4 ± 1.2	1.75	0.03 ± 0.02	14.38 ± 0.036	0.4273 ± 0.0007	0.3555 ± 0.0003
	2454492.75	-2.3 ± 1.0	1.73	0.01 ± 0.02	14.495 ± 0.037	0.411 ± 0.0005	0.3538 ± 0.0002
	2454493.76	3.7 ± 0.8	1.76	0.03 ± 0.02	14.426 ± 0.042	0.4079 ± 0.0004	0.354 ± 0.0002
	2454495.77	10.5 ± 1.0	1.78	0.04 ± 0.02	14.619 ± 0.037	0.4314 ± 0.0006	0.3562 ± 0.0002
2009.46	2454984.45	1.9 ± 3.5	1.81	0.03 ± 0.02	14.324 ± 0.029	0.4098 ± 0.0022	0.3537 ± 0.0007
	2454985.43	3.3 ± 1.1	1.82	0.04 ± 0.02	14.228 ± 0.023	0.4205 ± 0.0006	0.3544 ± 0.0002
	2455017.38	10.4 ± 1.8	1.88	0.03 ± 0.02	14.423 ± 0.038	0.4201 ± 0.0011	0.355 ± 0.0004
	2455018.4	7.5 ± 0.9	1.89	0.03 ± 0.03	14.206 ± 0.018	0.4252 ± 0.0005	0.3526 ± 0.0002
	2454994.47	16.7 ± 1.6	1.9	0.06 ± 0.03	14.177 ± 0.017	0.4168 ± 0.001	0.3515 ± 0.0003
	2454995.46	16.1 ± 1.4	1.9	0.05 ± 0.02	14.467 ± 0.022	0.4132 ± 0.0008	0.3537 ± 0.0003
	2455001.44	22.1 ± 4.0	1.89	0.05 ± 0.02	14.017 ± 0.026	0.4235 ± 0.0036	0.3521 ± 0.0008
	2455002.36	9.9 ± 2.9	1.88	0.03 ± 0.02	15.047 ± 0.036	0.4235 ± 0.0015	0.355 ± 0.0005
	2455006.56	7.7 ± 0.9	1.89	0.01 ± 0.02	14.409 ± 0.036	0.4212 ± 0.0006	0.3525 ± 0.0002
	2455010.46	4.8 ± 1.4	1.91	0.03 ± 0.02	14.249 ± 0.036	0.4263 ± 0.0009	0.3541 ± 0.0003
	2455011.44	3.3 ± 1.3	1.9	0.03 ± 0.02	14.271 ± 0.037	0.421 ± 0.0008	0.3529 ± 0.0003
	2454980.38	6.5 ± 1.2	1.85	0.04 ± 0.02	14.287 ± 0.033	0.4236 ± 0.0007	0.3534 ± 0.0003
	2455013.55	-1.8 ± 1.3	1.88	0.03 ± 0.02	14.265 ± 0.037	0.4247 ± 0.0009	0.3512 ± 0.0003

Table 6. Same as Table 5 for 2010.04, 2010.48, 2010.59, and 2011.07.

Frac. year	Julian date	B_l (G)	Rad. vel. (km s ⁻¹)	Velocity spans (km s ⁻¹)	Line widths (km s ⁻¹)	N_{CaIIH}	$N_{\text{H}\alpha}$
2010.04	2455202.71	-1.1 ± 1.4	1.77	0.02 ± 0.02	14.016 ± 0.038	0.4093 ± 0.0008	0.353 ± 0.0003
	2455240.62	13.7 ± 1.4	1.78	0.02 ± 0.02	13.607 ± 0.034	0.393 ± 0.0008	0.3508 ± 0.0003
	2455241.66	10.3 ± 1.8	1.74	0.02 ± 0.02	13.633 ± 0.033	0.3965 ± 0.0013	0.3515 ± 0.0004
	2455180.78	7.3 ± 2.4	1.78	0.05 ± 0.03	14.057 ± 0.037	0.3983 ± 0.0019	0.3501 ± 0.0005
	2455242.63	-2.5 ± 1.1	1.79	0.02 ± 0.02	13.913 ± 0.017	0.4056 ± 0.0007	0.3524 ± 0.0002
	2455181.78	-0.1 ± 0.8	1.68	0.04 ± 0.02	13.87 ± 0.037	0.4091 ± 0.0005	0.3523 ± 0.0002
	2455215.65	3.7 ± 1.3	1.83	0.04 ± 0.03	13.779 ± 0.038	0.3997 ± 0.001	0.351 ± 0.0003
	2455222.71	5.6 ± 0.9	1.8	0.02 ± 0.02	13.87 ± 0.037	0.3921 ± 0.0005	0.3502 ± 0.0002
2010.48	2455224.69	-0.4 ± 1.0	1.84	0.03 ± 0.02	13.403 ± 0.018	0.4001 ± 0.0006	0.35 ± 0.0002
	2455379.41	12.2 ± 1.1	1.89	0.07 ± 0.02	13.941 ± 0.038	0.4003 ± 0.0007	0.3489 ± 0.0002
	2455412.36	10.5 ± 0.8	1.93	0.04 ± 0.02	14.318 ± 0.037	0.4115 ± 0.0005	0.3523 ± 0.0002
	2455382.37	10.7 ± 0.9	1.94	0.01 ± 0.02	14.093 ± 0.04	0.3997 ± 0.0005	0.3511 ± 0.0002
	2455414.35	4.3 ± 0.8	1.93	0.04 ± 0.02	14.331 ± 0.026	0.3988 ± 0.0004	0.3492 ± 0.0002
	2455383.37	11.2 ± 1.1	1.89	0.03 ± 0.02	14.128 ± 0.008	0.403 ± 0.0006	0.3514 ± 0.0002
	2455415.35	5.2 ± 0.8	1.95	0.07 ± 0.03	14.024 ± 0.04	0.4157 ± 0.0005	0.3498 ± 0.0002
	2455384.37	10.5 ± 1.6	1.98	0.03 ± 0.03	13.962 ± 0.036	0.4025 ± 0.001	0.3515 ± 0.0002
	2455354.42	3.3 ± 0.9	1.95	0.02 ± 0.02	14.292 ± 0.038	0.3967 ± 0.0005	0.3514 ± 0.0002
	2455416.36	3.5 ± 0.7	1.92	0.04 ± 0.02	14.023 ± 0.037	0.4059 ± 0.0004	0.3512 ± 0.0003
2010.59	2455417.35	14.4 ± 1.4	1.89	0.04 ± 0.02	14.365 ± 0.041	0.398 ± 0.0009	0.3502 ± 0.0002
	2455418.38	6.9 ± 1.0	1.92	0.03 ± 0.02	14.095 ± 0.04	0.4111 ± 0.0006	0.3522 ± 0.0002
	2455388.36	12.3 ± 0.8	1.91	0.02 ± 0.02	13.566 ± 0.037	0.3873 ± 0.0004	0.3516 ± 0.0002
	2455421.36	17.4 ± 0.8	1.97	0.05 ± 0.02	13.82 ± 0.039	0.3921 ± 0.0005	0.3496 ± 0.0002
	2455390.37	17.6 ± 1.3	1.97	0.05 ± 0.03	14.429 ± 0.038	0.4058 ± 0.0008	0.3508 ± 0.0003
	2455391.4	7.8 ± 1.0	1.95	0.05 ± 0.02	14.143 ± 0.037	0.4175 ± 0.0006	0.3514 ± 0.0002
	2455392.4	4.3 ± 1.0	1.92	0.06 ± 0.02	14.256 ± 0.025	0.4207 ± 0.0006	0.3502 ± 0.0002
	2455427.34	12.8 ± 1.0	1.92	0.05 ± 0.02	13.641 ± 0.039	0.3889 ± 0.0006	0.3469 ± 0.0002
2011.07	2455370.45	10.8 ± 0.9	1.93	0.04 ± 0.02	13.723 ± 0.031	0.4018 ± 0.0005	0.3537 ± 0.0003
	2455403.41	10.7 ± 0.9	1.95	0.08 ± 0.02	13.992 ± 0.033	0.399 ± 0.0005	0.3514 ± 0.0002
	2455596.71	7.3 ± 1.1	1.84	0.02 ± 0.02	15.061 ± 0.037	0.4467 ± 0.0007	0.3615 ± 0.0003
	2455578.71	8.0 ± 0.9	1.85	0.07 ± 0.03	14.777 ± 0.027	0.4258 ± 0.0006	0.3584 ± 0.0002
	2455584.76	6.9 ± 0.9	1.81	0.05 ± 0.02	14.489 ± 0.025	0.4325 ± 0.0005	0.3585 ± 0.0002
	2455586.75	6.9 ± 0.9	1.86	0.03 ± 0.02	14.489 ± 0.025	0.4326 ± 0.0005	0.3541 ± 0.0002
	2455587.75	6.8 ± 0.8	1.85	0.03 ± 0.02	14.198 ± 0.033	0.4172 ± 0.0005	0.3558 ± 0.0002
	2455588.76	15.9 ± 0.8	1.8	0.04 ± 0.02	14.667 ± 0.032	0.4311 ± 0.0005	0.3586 ± 0.0002
	2455593.75	7.3 ± 1.1	1.82	0.05 ± 0.03	13.985 ± 0.035	0.4109 ± 0.0007	0.3542 ± 0.0002

Magnetic field and convection in the cool supergiant Betelgeuse

P. Petit, M. Aurière, R. Konstantinova-Antova, A. Morgenthaler, G. Perrin, T. Roudier and J.-F. Donati

Abstract We present the outcome of a highly-sensitive search for magnetic fields on the cool supergiant Betelgeuse. A time-series of six circularly-polarized spectra was obtained using the NARVAL spectropolarimeter at Télescope Bernard Lyot (Pic du Midi Observatory), between 2010 March and April. Zeeman signatures were repeatedly detected in cross-correlation profiles, corresponding to a longitudinal component of about 1 G. The time-series unveils a smooth increase of the longitudinal field from 0.5 to 1.5 G, correlated with radial velocity fluctuations. We observe a strong asymmetry of Stokes V signatures, also varying in correlation with the radial velocity. The Stokes V line profiles are red-shifted by about 9 km s^{-1} with respect to the Stokes I profiles, suggesting that the observed magnetic elements may be concentrated in the sinking components of the convective flows.

P. Petit
IRAP, CNRS & Université de Toulouse, e-mail: petit@ast.obs-mip.fr

M. Aurière
IRAP, CNRS & Université de Toulouse

R. Konstantinova-Antova
Institute of Astronomy, Bulgarian Academy of Science

A. Morgenthaler
IRAP, CNRS & Université de Toulouse

G. Perrin
Observatoire de Paris, LESIA

T. Roudier
IRAP, CNRS & Université de Toulouse

J.-F. Donati
IRAP, CNRS & Université de Toulouse

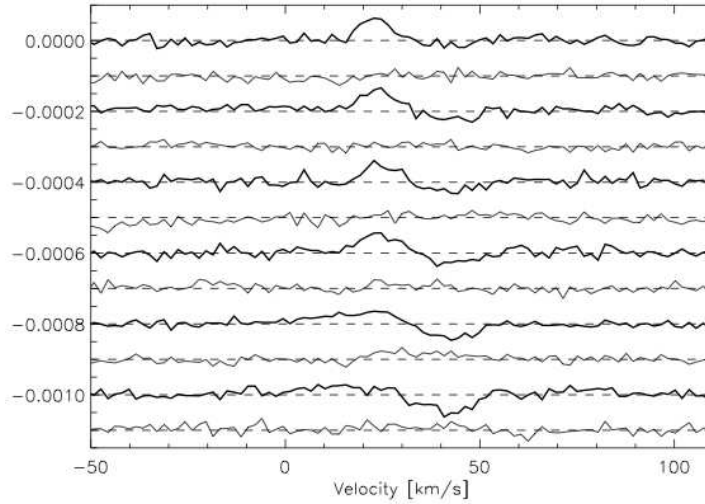


Fig. 1 Time-series of Stokes V (bold lines) and their corresponding “null” line profiles (thin line below). The successive profiles are shifted vertically for display clarity. After Aurière et al. (2010).

1 Introduction

The widespread signatures of magnetic activity in cool stars are believed to originate from the coexistence of convection and rotation in their outer layers. Since the first dynamo models of Parker (1955), rotation is generally accepted as a central ingredient of these stellar dynamos, in a two-level action. The stellar spin is first involved in the generation of radial and latitudinal shears that are able to wind up the field lines of a seed magnetic field around the rotation axis, resulting in the creation of a strong toroidal field component. Stellar rotation is also acting on the vertical plasma flows through the Coriolis force that succeeds at generating helical motions able to twist again the field lines of the toroidal field and generate a poloidal field component.

If many details of the physical processes involved in such large-scale dynamos are still a matter of debate (see e.g. Charbonneau 2010 for a review), this theoretical framework is now widely accepted to interpret the cyclical activity behaviour of the Sun and solar-type stars. However, other models suggest that convection alone is able to sustain a dynamo, without any rotational effects involved (e.g. Cattaneo 1999, Vögler & Schüssler 2007). Turbulent dynamo action may be responsible for the smallest-scale magnetic elements observed on the solar surface (Lites et al. 2008), although intranetwork magnetic elements may also result from the decay of larger magnetic regions (created by the global dynamo) through the continuous convective mixing of the solar upper layers.

Since both global and small-scale dynamos may be simultaneously active in the Sun, it is not easy to disentangle the respective magnetic outcome of these two different processes. A promising way to reach this goal consists in observing a star with no rotation at all, or at least a star rotating so slowly that the onset of a global dynamo in its internal layers is unlikely. If stellar spectropolarimetry is our best asset to detect a magnetic field in a non-rotating star, the polarimetric detection of Zeeman signatures is mostly insensitive to small-scale magnetic elements as those expected to be generated by a local dynamo. This issue is unescapable for solar-type dwarfs, on which millions of photospheric convective cells are visible at any time, resulting in a highly tangled intranetwork field pattern. Cool supergiant stars may offer a rare opportunity to circumvent this problem, since their convective cells are expected to be much larger than on the Sun, with only a few of them covering the stellar surface (Schwarzschild 1975, Chiavassa et al. 2010), so that the spatial scale of convection may be sufficiently large to limit the mutual cancellation of Zeeman signatures of close-by magnetic elements with opposite polarities.

To test the feasibility of magnetic field detection in cool supergiant stars, we have concentrated on Betelgeuse (α Orionis), one of the brightest members of this class. We briefly summarize a few well-known properties of this object, present the spectropolarimetric observations gathered with NARVAL and discuss the first outcome of this project.

2 The cool supergiant α Orionis

With a M2Iab spectral type classification, Betelgeuse can be taken as the prototype of cool supergiant stars. Thanks to its proximity to the Earth, it was the first star to have its radius determined using interferometry (Michelson & Pease 1921), and a recent value of $645 \pm 129 R_{\odot}$ was derived in near-infrared interferometry (Perrin et al. 2004). A significant scatter is observed in radius estimates depending on the adopted wavelength domain, because of the extension and thermal structure of the stellar atmosphere (see e.g. Uitenbroek et al. 1998, and references therein). The efficient mass-loss of Betelgeuse is at the origin of an inhomogeneous distribution of gas and dust, detected up to a few tens of stellar radii (Kervella et al. 2011).

Using spatially-resolved, high-resolution UV spectroscopy with the HST, Uitenbroek et al. (1998) were able to propose a rotation period of about 17 yr and a low inclination of the rotation axis, of about 20° . The basic ingredients of a global dynamo, primarily based on rotation, are therefore likely missing in α Orionis.

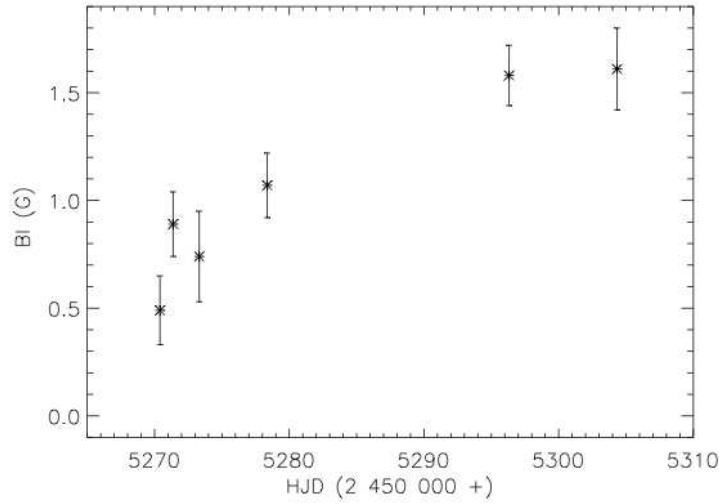


Fig. 2 Estimates of the disc-integrated, line-of-sight component of the magnetic field, from 2010 March 14 to 21010 April 17 (Aurière et al. 2010).

3 Surface magnetic field

Spectropolarimetric observations of Betelgeuse were obtained using the NARVAL spectropolarimeter (Aurière 2003), installed at Télescope Bernard Lyot¹, Pic du Midi Observatory (France), in a highly-sensitive search for a weak surface magnetic field (Aurière et al. 2010). The data were collected during 6 nights in 2010, from March 14 to April 17. They consist of high-resolution ($R = 65,000$) echelle spectra in light intensity (Stokes I) and circular polarization (Stokes V), offering an almost contiguous coverage of the wavelength interval between 370 nm and 1,000 nm. Each Stokes V spectrum is built from a sequence of 4 exposures taken with different azimuths of the polarimetric optics. Using a different combination of the sub-exposures, a “null” control spectrum is also computed, which should not contain any detectable signature. To reach a high signal-to-noise ratio and avoid any saturation of the detector, a sequence of 16 to 20 spectra was acquired for every individual night and later averaged.

To lower further the noise level and improve the detectability of Zeeman signatures, all spectra were processed using the Least-Squares-Deconvolution (LSD) cross-correlation technique (Donati et al. 1997, Kochukhov et al. 2010). By doing so, mean line profiles were computed, using a list of 15,000 photospheric atomic lines corresponding to the atmospheric parameters of Betelgeuse. The resulting time-series of Stokes V profiles is plotted in Fig. 1. Circularly polarized signatures,

¹ The Bernard Lyot Telescope is operated by the Institut National des Sciences de l’Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France.

most likely generated through the Zeeman effect, are detected above noise level at the radial velocity of the star.

Using the centre-of-gravity technique (Rees & Semel 1979), the Stokes V signatures can be translated into estimates of the line-of-sight component (B_l) of the magnetic field (Aurière et al 2010). The series of B_l measurements are plotted in Fig. 2. They display an average value of the order of 1 G. If the variability of Stokes V profiles is barely visible to the naked eye, B_l estimates enable one to unveil a first type of variability of the Zeeman signatures, with a regular increase of the field strength over our observing window, from 0.5 to 1.5 G.

4 Surface convection and magnetic activity

The wide spectral coverage and high spectral resolution of NARVAL spectra give access to a number of classical activity indicators that provide us with a useful set of additional measurements, carrying information that complement the longitudinal field estimates.

4.1 Chromospheric emission

The stellar chromospheric flux can be inferred from the various chromospheric lines showing up in NARVAL intensity spectra. We choose here to concentrate on the Ca II infrared triplet, located in a spectral domain where the signal-to-noise ratio is generally high in Betelgeuse spectra.

An emission index is constructed by integrating the fluxes Ca_1 , Ca_2 and Ca_3 in three rectangular bandpasses, centered around the three component of the Ca II triplet (at 849.8, 854.2 and 866.2 nm), each one with a width of 0.2 nm. We also integrate the flux in two rectangular bands C_1 and C_2 with a width of 0.5 nm in the neighbouring spectral domain (centered around 847.58 and 870.49 nm) to normalize the index, which is therefore computed as follows:

$$I = \frac{Ca_1 + Ca_2 + Ca_3}{C_1 + C_2} \quad (1)$$

The temporal evolution of this index is plotted in Fig. 3. Significant fluctuations are observed. If a global decrease is visible between March and April, the evolution is not as smooth as the increase of B_l . The Ca II emission is generally expected to be correlated to the local magnetic field strength, so that the (loose) anti-correlation between B_l and the Ca II index might seem paradoxical. We stress, however, that in the case of stars with low $v \sin i$ values, the polarimetric signatures are specifically sensitive to the low-order component of the magnetic topology, while the chromospheric emission retains information about a wide range of spatial scales (Petit et al. 2008). The different temporal trend of both tracers is therefore not a surprise in

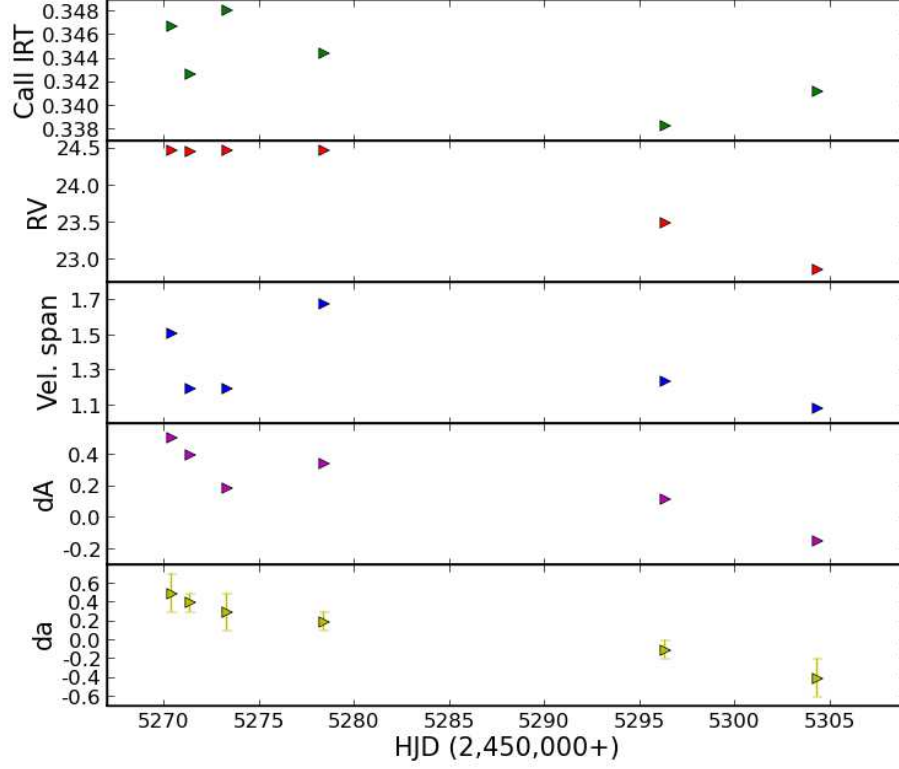


Fig. 3 Additional activity indicators derived from NARVAL spectra. From top to bottom, we plot the Ca II IRT index, the mean radial velocity of Stokes I LSD profiles (RV) in km s^{-1} , the velocity span of bisectors calculated from Stokes I LSD profiles (km s^{-1}), the relative *surface* asymmetry (dA) and the relative *amplitude* asymmetry (da) of Stokes V LSD profiles. Statistical error bars are not indicated in the plots whenever they are smaller than the symbol size.

the context of a magnetic field probably shaped by a complex pattern of convective flows.

4.2 Radial velocity and profile bisectors

The radial velocities (RV) of Stokes I LSD profiles, derived from the fitting of a gaussian on the line profiles, are plotted in Fig. 3, following previous work by Gray (2008). The wavelength calibration is performed using telluric lines recorded in

NARVAL spectra. For solar-type dwarfs, the resulting RV stability is of the order of 15 to 30 m s^{-1} (Moutou et al. 2007). A similar accuracy can be expected for Betelgeuse, for which LSD profiles benefit from a much larger number of spectral lines. The observed fluctuations are far above this limit, reaching about 1.5 km s^{-1} . The evolution is smooth and anti-correlated to B_l measurements.

The Stokes I LSD profiles of Betelgeuse are also highly asymmetric, with a red wing of the line much wider than the blue wing (Aurière et al. 2010). Bisectors computed from the LSD profiles confirm this trend, with a clear deviation towards the red near the continuum. The total velocity span of the bisectors (plotted in Fig. 3) is comprised between 1 and 2 km s^{-1} . Fluctuations are less organized than those recorded in RV , with a marginal trend to display a lower bisector span in April.

4.3 Stokes V asymmetry and zero-crossing of Stokes V profiles

The double-peaked Stokes V profiles of Betelgeuse all possess a significant level of asymmetry, in the sense that the blue and red lobes of the profiles have a different amplitude and delimit a different surface. This property of Stokes V signatures is widely observed on the Sun (Viticchié & Sanchez Almeida 2011) and is generally linked to vertical gradients of both velocity and magnetic field in magnetic elements (López Ariste 2002).

To quantify this observation, we use the approach of Petit et al. (2005) and call a_b and a_r the amplitude of the blue and red lobes of the profile. We then derive a relative *amplitude* asymmetry $da = (a_b - a_r)/(a_b + a_r)$. In a similar manner, we define a relative *surface* asymmetry $dA = (A_b - A_r)/(A_b + A_r)$, where A_b and A_r are the areas of the blue and red lobe, respectively. The successive values of dA and da are plotted in Fig. 3. We observe a global decrease of both parameters, with a more regular trend in da . Both parameters change sign during the time-series.

The double-lobed shape of Stokes V profiles implies a sign reversal close to the line-core. The zero-crossing radial velocity observed for the Stokes V profiles of Betelgeuse is of about 33 km s^{-1} (with no clear temporal trend), while the core of the Stokes I profile is located at a significantly smaller velocity of about 24 km s^{-1} . These systematic velocity shifts between Stokes I and V can have different origins. A first possible explanation would involve the Stokes V asymmetry reported above, as it can induce a shift of the zero-crossing in the case of a limited spectral resolution (Solanki & Stenflo 1986); but in this case, the sharp evolution of da and dA should progressively displace the zero-crossing towards lower radial velocities, which is not observed. A second option involves a large-scale toroidal magnetic field (Petit et al. 2005), but the existence of a toroidal component would be hard to reconcile with the absence of any significant rotation in Betelgeuse (unless the slowly rotating surface is hiding faster rotation in internal layers). As a third option, we propose that the red-shift of Stokes V profiles may be related to the concentration of magnetic elements in the sinking component of the convective mixing, as observed in small-scale solar magnetic elements. If this last interpretation seems more easy to

reconcile with the basic properties of Betelgeuse and is also quantitatively consistent with the convective velocity measurements of Gray (2008), further investigation is obviously needed before reaching any conclusion.

5 A small-scale dynamo in Betelgeuse ?

In the past, strong magnetic fields have been detected in fast-rotating giants or subgiants belonging to RS CVn systems or to the FK Com class (Petit et al. 2004a, 2004b). More recently, repeated magnetic field detections have been obtained in active, single red giants (Konstantinova et al. 2008, 2010, Aurière et al. 2009, Sennhauser & Berdyugina 2011) and in a likely descendant of a strongly magnetic Ap star (Aurière et al. 2008).

In this growing literature on evolved stars, the detection of a weak surface magnetic field at the surface of Betelgeuse (Aurière et al. 2010) is an important observational result, in the sense that the physical interpretations proposed for other objects to account for their magnetic nature cannot be applied here. Firstly, the magnetic field of Betelgeuse has to be generated without the help of a fast, or even moderate stellar rotation, and this specificity should exclude any global dynamo. Secondly, the very large radius implies that any magnetic remnant of a strong magnetic field on the main sequence would be too diluted to be detectable at photospheric level. In this situation, a more natural interpretation would involve the convection alone as the engine of a dynamo, bringing the first strong observational evidence that such process (proposed by Dorc & Freytag 2003) can be efficient in cool stars.

This exciting result, later confirmed for a larger sample of cool supergiants (Grunhut et al. 2010), comes together with a number of additional tracers of magnetic activity and convection (chromospheric emission, radial velocities, line bisectors, Stokes V asymmetries). This wealth of information is a motivation to pursue the spectropolarimetric monitoring of Betelgeuse, in order to investigate longer-term trends that may affect the various measurements at our disposal and study the possible role of the surface magnetic field in the onset of the mass-loss of Betelgeuse and other supergiant stars.

References

1. Aurière M., 2003, EAS, 9, 105
2. Aurière M., et al., 2008, A&A, 491, 499
3. Aurière M., et al., 2009, A&A, 504, 231
4. Aurière M., Donati J.-F., Konstantinova-Antova R., Perrin G., Petit P., Roudier T., 2010, A&A, 516, L2
5. Cattaneo F., 1999, ApJ, 515, L39
6. Charbonneau P., 2010, LRSP, 7, 3
7. Chiavassa A., Haubois X., Young J. S., Plez B., Josselin E., Perrin G., Freytag B., 2010, A&A, 515, A12

8. Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, MNRAS, 291, 658
9. Dorch S. B. F., Freytag B., 2003, IAUS, 210, 12P
10. Gray D. F., 2008, AJ, 135, 1450
11. Grunhut J. H., Wade G. A., Hanes D. A., Alecian E., 2010, MNRAS, 408, 2290
12. Kervella P., Perrin G., Chiavassa A., Ridgway S. T., Cami J., Haubois X., Verhoelst T., 2011, A&A, 531, A117
13. Kochukhov O., Makaganiuk V., Piskunov N., 2010, A&A, 524, A5
14. Konstantinova-Antova R., Aurière M., Iliev I. K., Cabanac R., Donati J.-F., Mouillet D., Petit P., 2008, A&A, 480, 475
15. Konstantinova-Antova R., et al., 2010, A&A, 524, A57
16. Lites B. W., et al., 2008, ApJ, 672, 1237
17. López Ariste A., 2002, ApJ, 564, 379
18. Michelson A. A., Pease F. G., 1921, ApJ, 53, 249
19. Moutou C., et al., 2007, A&A, 473, 651
20. Parker E. N., 1955, ApJ, 122, 293
21. Perrin G., Ridgway S. T., Coudé du Foresto V., Mennesson B., Traub W. A., Lacasse M. G., 2004, A&A, 418, 675
22. Petit P., et al., 2004, MNRAS, 348, 1175
23. Petit P., et al., 2004, MNRAS, 351, 826
24. Petit P., et al., 2005, MNRAS, 361, 837
25. Petit P., et al., 2008, MNRAS, 388, 80
26. Rees D. E., Semel M. D., 1979, A&A, 74, 1
27. Schwarzschild M., 1975, ApJ, 195, 137
28. Sennhauser C., Berdyugina S. V., 2011, A&A, 529, A100
29. Solanki S. K., Stenflo J. O., 1986, A&A, 170, 120
30. Uitenbroek H., Dupree A. K., Gilliland R. L., 1998, AJ, 116, 2501
31. Viticchié B., Sánchez Almeida J., 2011, A&A, 530, A14
32. Vögler A., Schüssler M., 2007, A&A, 465, L43

Analysis of magnetic activity in solar-like stars observed by CoRoT and NARVAL

S. Mathur^{1,2}, R. A. García², A. Morgenthaler^{3,4}, D. Salabert⁵, P. Petit^{3,4}, J. Ballot^{3,4}, C. Régulo^{6,7}, and C. Catala⁸

¹ High Altitude Observatory, NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, CO 80307, USA

e-mail: savita@ucar.edu

² Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot; IRFU/SAP, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

e-mail: rgarcia@cea.fr

³ CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

e-mail: amorgent@ast.obs-mip.fr, petit@ast.obs-mip.fr, jballot@ast.obs-mip.fr

⁴ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31400 Toulouse, France

⁵ Laboratoire Lagrange, UMR7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d’Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

e-mail: salabert@oca.eu

⁶ Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain

e-mail: crr@iac.es

⁷ Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain

⁸ LESIA, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Université Denis Diderot, Observatoire de Paris, 92195 Meudon cedex, France

e-mail: claudc.catala@obspm.fr

Received August 18, 2011; accepted

ABSTRACT

Context. Stellar activity cycles are the manifestation of dynamo process running in the stellar interiors. They have been observed during years to decades thanks to the measurement of stellar magnetic proxies at the surface of the stars such as the chromospheric and X-ray emissions, and the measurement of the magnetic field with spectropolarimetry. However, all of these measurements rely on external features that cannot be visible during for example, a Maunder-type minimum. With the advent of long observations provided by space asteroseismic missions, it has been possible to pierce inside the stars and study their properties. Moreover, the acoustic-mode properties are also perturbed by the presence of these dynamos.

Aims. We track the temporal variations of the amplitudes and frequencies of acoustic modes allowing us to search for evidence of activity cycles, as has already been done in the Sun and in the CoRoT target HD 49933.

Methods. We use asteroseismic tools and more classical spectroscopic measurements performed with the NARVAL spectropolarimeter to check if there are hints of any activity cycle in three solar-like stars observed continuously for more than 117 days by the CoRoT satellite: HD 49385, HD 181420, and HD 52265. To consider that we have found a hint of magnetic activity in a star we require to have a change in the amplitude of the p modes that should be anti-correlated with a change in their frequency shifts, as well as a change in the spectroscopic observations in the same direction as the asteroseismic data.

Results. For all the stars, we find very small slopes in the temporal variations of the seismic and spectroscopic parameters. Only HD 52265 marginally fulfills the three requirements that could indicate that this star was observed during the rising phase of a long magnetic activity cycle. However, with the present observations, we are not able to exclude a quiet scenario.

Key words. Asteroseismology – Stars: solar-type – Stars: activity – Stars: individual (HD 181420, HD 49385, HD 52265) – Methods: data analysis

1. Introduction

The physical processes behind the dynamos producing magnetic activity cycles in stars are not yet perfectly explained (e.g., Browning et al. 2006; Lanza 2010, and references therein). Observing many stars showing magnetic cycles could help to better understand their dependence with the stellar properties and the place occupied by the Sun in this context. Moreover, the features at the surface of the stars, and in particular their magnetism, are extremely important to understand the characteristics of stellar neighborhoods and therefore, the properties and conditions in the exoplanets systems (e.g., Ribas et al. 2010, and references therein).

Stellar activity cycles have been measured for a long time (e.g., Wilson 1978; Baliunas & Vaughan 1985; Baliunas et al. 1995; Hall et al. 2007) mostly thanks to variations related to

the presence of starspots crossing the visible stellar disk (e.g., Strassmeier 2009). Indeed, in many cases, these cycles were in a range from 2.5 to 25 years. Based on emission proxies, Batalha et al. (2002) could estimate that about two-thirds of solar-type stars lie in the same range of magnetism as the Sun (minimum to maximum) with one-third of them being more magnetically active. Recently, spectropolarimetric observations of cool active stars unveiled the evolution of magnetic topologies of cool stars across their magnetic cycles, witnessed as polarity reversals of their large-scale surface field (Fares et al. 2009; Petit et al. 2009). More recently, other short activity cycles have also been detected using chromospheric activity indexes (Metcalf et al. 2010). With all this information, it has been suggested that the length of the activity cycle increases proportionally to the stellar rotational periods along two distinct paths in main-sequence

stars: the active and the inactive stars (Saar & Brandenburg 1999; Böhm-Vitense 2007).

However, most of the activity-cycle studies are based on proxies of the surface magnetism at different wavelengths. This could be a problem as solar-like stars can suffer from periods of extended minima as it happened to the Sun during the Maunder minimum or between cycles 23 and 24. Nevertheless, during this unexpectedly long minimum, there were seismic evidences for the start of a new cycle in 2008 whereas the classical surface indicators were still at a low level (Salabert et al. 2009; Fletcher et al. 2010). Beside, Beer et al. (1998) showed that during the Maunder minimum, while no sunspots were visible on the surface, internal changes seemed to be going on. Therefore, having complementary diagnostics on the internal magnetic activity of the stars could help to better understand the coupling between internal and external manifestations of magnetic phenomena.

It is now well known that the frequencies of solar acoustic (p) mode change with the solar activity level (see Woodard & Noyes 1985; Pallé et al. 1989). These changes in p modes are induced by the perturbations of the solar structure in the photosphere and just below (e.g., Goldreich et al. 1991; Chaplin et al. 2001). Therefore, the variation with the magnetic cycle of the mean values of several global p-mode properties –with different geometrical weights– will be sensitive to overall changes in the structure of the Sun and not to a particular spot crossing the visible solar disk.

The advent of long and continuous asteroseismic measurements, provided by the recent spacecrafts such as CoRoT (Convection Rotation and planetary Transits, Baglin et al. 2006; Michel et al. 2008) or *Kepler* (Borucki et al. 2010; Chaplin et al. 2011b, for a description of the solar-like observations done with this instrument), allows us to study magnetic activity cycles by means of p-mode frequencies and amplitudes as has already been done in the Sun using Sun-as-a-star observations (e.g., Anguera Gubau et al. 1992; Jiménez-Reyes et al. 2004). This technique has already been used successfully on HD 49933, a solar-like star observed by CoRoT (García et al. 2010; Salabert et al. 2011b). These same observations can also be used to study the surface magnetism with starspots proxies (García et al. 2010; Chaplin et al. 2011a) or using spot-modeling techniques (e.g., Mosser et al. 2009; Mathur et al. 2010a).

In this work, we study the temporal variations of the p-mode characteristics of three of the highest signal-to-noise ratio stars observed by CoRoT during more than 117 continuous days: HD 49385 (Deheuvels et al. 2010), HD 181420 (Barban et al. 2009), and HD 52265 (Ballot et al. 2011). In Section 2 we describe the methodology followed in this paper to analyze both, the asteroseismic and spectroscopic observations. Then, in Section 3, we discuss the results obtained for each of the three stars studied. Finally, we give our conclusions in Section 4.

2. Methodology and data analysis

2.1. Asteroseismic parameters

Acoustic-mode parameters were obtained from the analysis of subseries of 30 days, shifted every 15 days, therefore, only every other points are independent. We chose this length of subseries to have a good trade-off between the resolution in the acoustic modes and having enough subseries to study a **hypothetical** cycle. We had checked with solar observations (using the Global Oscillation at Low Frequency (Gabriel et al. 1995) instrument aboard the Solar Heliospheric Observatory) that the differences between different lengths of subseries are well within the un-

certainties. In each of the subseries we used, individual p-mode frequencies were extracted with a maximum likelihood estimator (Anderson et al. 1990). We fitted Lorentzian profiles with a local approach on successive series of $l = 0, 1$, and 2 modes (Salabert et al. 2004).

The background was fitted using a Harvey-like profile describing the granulation (e.g., Harvey 1985; Mathur et al. 2011b). The amplitude ratio between the $l = 0, 1$, and 2 modes was fixed to 1, 1.5, and 0.5 respectively (Salabert et al. 2011a), and only one linewidth was fitted per radial order. For HD 52265, the rotational splitting and the inclination angle of the star were fixed to the values given in Ballot et al. (2011). For the other two stars, HD 181420 and HD 49385, because of less reliable estimates in these parameters, no splitting and no inclination angle were fitted, i.e. only one Lorentzian profile was used to model each of the modes as it is commonly done in cases where the linewidth of the modes is too big to properly disentangle the splitting or when the signal-to-noise ratio is small (e.g., Mathur et al. 2011a). The mode identification #1 from Barban et al. (2009) and from Deheuvels et al. (2010) were respectively used. Table 1 summarizes the frequency range used to compute the averaged frequency shift of each star. It is important to note that we have also used cross-correlation techniques (Pallé et al. 1989; García et al. 2010) to compute the frequency shifts in a global way. The results of both methods are quantitatively the same within their uncertainties. Hence, for the sake of clarity we have decided to show the frequency shifts obtained by the first method only.

To extract the maximum amplitude per radial mode, $A_{\max}$, we used the method described by Mathur et al. (2010b), largely tested with the *Kepler* targets (Huber et al. 2010; Verner et al. 2011; Mosser et al. 2012). Briefly, we first subtract from the power density spectrum (PDS) the background model (one Harvey-law function as explained previously) fitted including a white noise component. We then smooth the PDS over $3 \times \langle \Delta \nu \rangle$, where $\langle \Delta \nu \rangle$ is the mean large separation obtained with the A2Z pipeline (Mathur et al. 2010b). Finally, we fit a Gaussian function around the p-mode bump giving us the maximum height of the modes. This power, $P_{\max}$, is converted into a bolometric amplitude, $A_{\max}$, by using the method deduced by Michel et al. (2009), following the formula:

$$A_{\max} = \frac{4 \sqrt{(P_{\max} \times \langle \Delta \nu \rangle)}}{R_{\text{osc}}}, \quad (1)$$

where the response function R_{osc} for CoRoT observations given by Michel et al. (2009) is:

$$R_{\text{osc}} = 7.134 + (-96.8 \cdot 10^{-5}) \times (T_{\text{eff}} - 5777) + 13 \cdot 10^{-8} \times (T_{\text{eff}} - 5777)^2 \quad (2)$$

The frequency interval used in this analysis is defined in the last column of Table 1. We used different frequency ranges when we computed the frequency shifts and when we computed the maximum amplitude of the modes. Indeed, for the measurement of the frequency shift, we fit individual modes. We need a high signal-to-noise ratio to have lower uncertainties in the frequency shifts leading to a quite narrow frequency range. To measure the maximum amplitude per radial mode, we fit a Gaussian function over the p-mode bump and thus, generally, we need a much broader frequency range.

For each star we also calculated a starspot proxy, as described in García et al. (2010) and Chaplin et al. (2011a), i.e., we

Table 1. Frequency range used to compute the averaged frequency shift and $A_{\max}$ of the 3 stars.

Star	Frequency range for frequency shifts (μHz)	Frequency range for $A_{\max}$ (μHz)
HD 49385	600–1300	550–1500
HD 52265	1300–3200	1250–3700
HD 181420	900–2300	900–2300

computed the standard deviation of the light curve of each sub-series, which gives some information on the fluctuation of the brightness of the star. We assume that this modulation is due to starspots crossing the visible stellar disk. Indeed, the photometry of these CoRoT targets is dominated by the stellar signal and not by the photon noise. Taking as an example HD 52265, the measured level of the photon noise is $\sim 0.5 \text{ ppm}^2/\mu\text{Hz}$ (Ballot et al. 2011), i.e. $\sim 0.3 \text{ ppm}$ in the light curve, which is 3 orders of magnitude less than the dispersion we have measured with the magnetic proxy. However, the starspot proxy could be more perturbed compared to the global p modes. If a large spot crosses the visible stellar disk, on the one hand it will induce a more or less significant fluctuation in the light curve and thus in the starspot proxy. On the other hand, the global p modes will not be affected as they are sensitive to the global magnetic field of the star. As a consequence, there could be a mismatch between the evolution of the starspot proxy and the p modes.

To follow the time evolution of structures in the frequency domain all along the length of the observations, we analyzed the time series with the wavelet tool (Torrence & Compo 1998; Liu et al. 2007). In our case, we took the Morlet wavelet, which is the product of a sinusoid and a Gaussian function and we calculate the wavelet power spectrum (WPS). By collapsing the WPS along the time axis, we obtain the global wavelet power spectrum (GWPS). With this technique, we are able to track the temporal evolution of the starspots and look for any increase in the activity level while we can verify the presence of any harmonic of the rotation at lower frequency. Indeed, the wavelet analysis reconstructs the signal putting most of the power in the fundamental harmonic reducing the leakage on the overtones. An example of the use of this technique to study the solar activity cycle and the rotation period of the Sun during the last 3 cycles (using a combination of real data and simulations) can be seen in Vázquez Ramió et al. (2011). In that analysis it is shown how the main signature in the WPS is the rotation period at ~ 26 days instead of the first overtone at ~ 13 days, which is the most important peak in the power spectrum of the Sun at low frequency for photometric and Doppler velocity observations (except during the minimum activity periods where no signal of the rotation can be measured above the general background level). We computed the 95% confidence level for the GWPS to quantify the detection of a peak. The 95% confidence levels were obtained as described in Section 5 of Torrence & Compo (1998) knowing that the GWPS has a χ^2 distribution.

2.2. Spectroscopic analyses

To complement the seismic studies, we observed our sample of three stars with the NARVAL spectropolarimeter placed at the Bernard Lyot, a 2m telescope at the Pic du Midi Observatory (Aurière 2003). The instrumental setup (in its polarimetric mode) and reduction pipeline are strictly identical to the one described by Petit et al. (2008). With the adopted instrumental configuration, it was possible to perform the simultaneous recording

Table 2. Chromospheric emission in the core of the Ca II H spectral line.

Star	S-index	ref.
HD 49385	0.139	1
HD 52265	0.159	1
HD 181420	0.245	1
Sun	[0.16–0.2]	3

References. (1) this work; (2) [min–max] activity range, Baliunas et al. (1995)

of a high-resolution spectrum in unpolarized and circularly polarized light. Except for a fraction of the data sets collected for HD 52265 and HD 181420, the available spectroscopic material is not contemporaneous to the CoRoT runs.

We used the unpolarized spectrum to estimate the stellar chromospheric emission in the cores of the Ca II H spectral line. We employed the same approach as the one used by Wright et al. (2004), to calculate an activity proxy calibrated against Mount Wilson S-index measurements.

For the Sun, the variations of the S index are ~ 0.04 while the associated uncertainties in stellar measurements are typically of 10^{-3} . Therefore the uncertainties are one order of magnitude smaller than the S-index variations for a star like the Sun. This sensitivity is enough to detect a stellar cycle similar to the one observed in the Sun.

In a highly-sensitive search for Zeeman signatures generated by a large-scale photospheric field, we extracted from each polarized spectrum a mean photospheric line profile with enhanced signal-to-noise ratio, using the cross-correlation method as defined by Donati et al. (1997). The line-of-sight component of the magnetic field was then calculated with the centre-of-gravity technique (Rees & Semel 1979).

3. Results

3.1. HD 49385

HD 49385 is a G-type star, more evolved than the Sun, and thus placed in the HR diagram at the end of the main sequence or lying shortly after it. The effective temperature, T_{eff} , is about $6095 \pm 65 \text{ K}$, and it has a projected rotational velocity of $v \sin i = 2.9^{+1.0}_{-1.5} \text{ km s}^{-1}$. The seismic analysis of the CoRoT data provides a mean large spacing, $\langle \Delta \nu \rangle = 56.3 \mu\text{Hz}$, and the frequency of the maximum amplitude of the p-mode bump, ν_{max} , of $1013 \mu\text{Hz}$ (see a detailed compilation of the parameters of the star in Deheuvels et al. 2010).

Unfortunately, for this star the analysis of the light curve or the rotational splittings of the acoustic modes neither provides with certainty the surface rotation period nor the internal rotation respectively. Deheuvels et al. (2010) explain that there might be a hint of the rotation period, P_{rot} , at around 10 days. However, the WPS shown in Fig. 1, does present some enhanced power around 29 days as well, with much higher power than the peak at ~ 10 days. Unfortunately, the cone of influence, which shows the region where the WPS is reliable, is too close to this value and longer observations would be needed to confirm such periodicity. Note that this longer rotation period is compatible with the spectroscopic $v \sin i$ when we use the seismic parameters combined with the effective temperature given above and a radius of $R = 1.96 R_{\odot}$ obtained from the scaling relations based on solar values (Kjeldsen & Bedding 1995; Huber et al. 2011). Indeed, with this longer rotation rate, a larger range of stellar-

inclination angles ($60 \pm 30^\circ$) are allowed than if the rotation of 10 days is considered. A period of 29 days also agrees with the Skumanich law (Skumanich 1972), which gives ~ 27 days when assuming an age of 5 Gyr as given from the model of Deheuvels & Michel (2011) as well as with the Asteroseismic Modeling Portal (Metcalf et al. 2009).

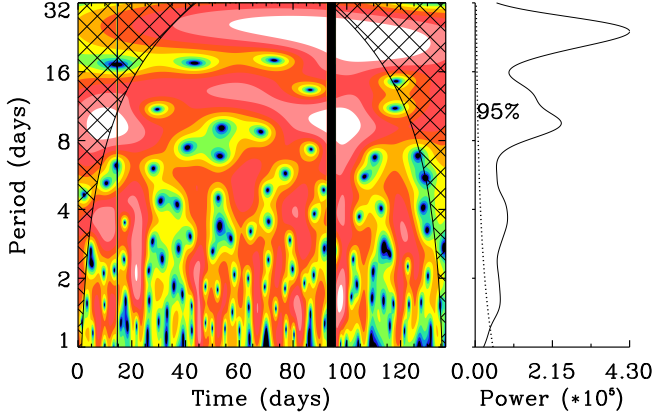


Fig. 1. Left panel: wavelet power spectrum (WPS) as a function of time of HD 49385. The origin of time is October 18, 2007. Right panel: global wavelet power spectrum (GWPS). The shaded region in the WPS, corresponds to the cone of influence, i.e. the region in which the periods cannot be analyzed due to the short length of the observations.

The temporal evolution of the maximum amplitude and of the averaged frequency shift of the acoustic modes are shown in Figs. 2 c and d. The signal contained in these parameters is the sum of three components: the noise, the short-term variability and the long-term variability. We fitted all the data points of both parameters with a linear and second order polynomial function since we want to filter the short-term variability to search for global trends. **The points used in this analysis are correlated because the shift in time between two consecutive points is half of the subseries length. To take that into account, we perform a weighted least-square fit (e.g. Press et al. 1992). This requires computing the variance-covariance matrix Σ of the data. For independent data points, Σ is simply a diagonal matrix. In our case, every point is 50% correlated with each of its direct neighbours. Σ is then a tridiagonal matrix with the following components: $\Sigma_{i,j} = \sigma_i \sigma_j / 2$ for $j = i+1$, $\Sigma_{i,i} = \sigma_i^2$, and zeros everywhere else (σ_i denotes the error of the i -th point). The reduced χ^2 is computed with the same matrix.**

The results are represented in Fig. 2 by the dotted and the dashed line respectively. The best-fit coefficients are listed in Table 3. The small values of the slopes (b coefficients), of the order of 10^{-3} , could either indicate that the magnetic activity cycle is quite long or that the precision in the frequency shifts is too low to uncover a shorter or weaker cycle that would present smaller frequency shifts. The reduced χ^2 for $A_{\max}$ are smaller than 1, probably due to an overestimate of the uncertainties as the fits seem good on Fig. 2. Regarding the frequency shifts, the reduced χ^2 are close to 10, **probably because the short-term variations are not reproduced.**

When comparing these trends visually, we see an anti-correlation between both parameters: $A_{\max}$, which slightly decreases; and the averaged frequency shift, which presents a slight increase during the observations. To quantify the correlation of the global trends, we computed the correlation coefficient between the two parameters by taking the results of the second order polynomial fit (Table 4). The value of **-0.97 with a confidence level of 99.9%** suggests an anti-correlation between the temporal evolution of $A_{\max}$ and the frequency shifts in our observations.

According to what we know on the Sun and HD 49933, a situation like this corresponds to a small increase in the activity level of the star, which is corroborated by the surface activity measured by the starspot proxy (see Fig. 2 b).

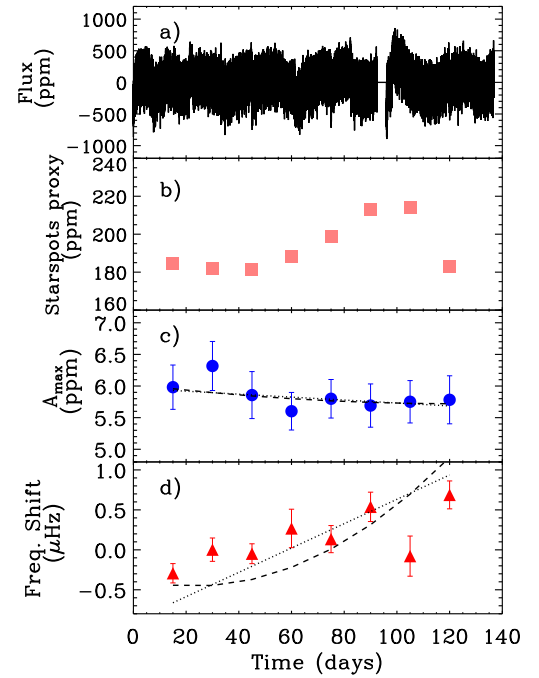


Fig. 2. (a): Flux of HD 49385 as a function of time (starting October 18, 2007) measured by CoRoT (only 1 point every 5 has been plotted). (b): starspot proxy computed as described in Section 2. (c): temporal variation of the maximum amplitude per radial mode with their associated error bar. (d): temporal variation of the averaged frequency shift of the p modes. In panels b), c), and d), only every other point is independent. In the last two panels, the dotted line represents the linear fit while the dashed line is the result of a second order polynomial fit.

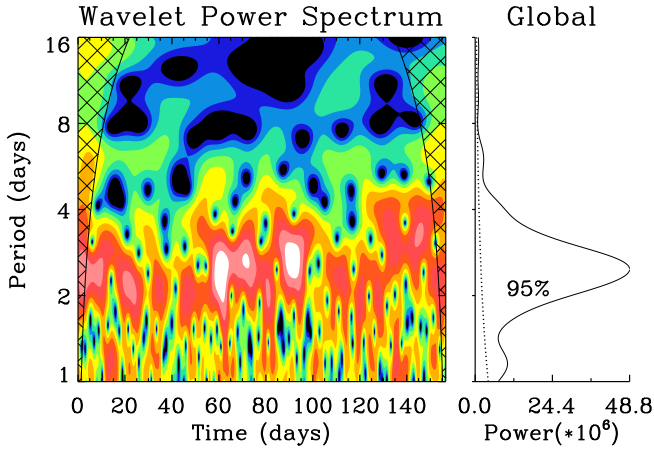
The spectropolarimetric observations of HD 49385 are constituted of 4 spectra collected between December 21, 2008 and April 13, 2009, i.e. one year after the CoRoT observations. Over this timespan, we observe a low-level chromospheric flux, with an average value of the chromospheric index equal to 0.139 (see Table 2). The measured temporal fluctuations of the chromospheric emission are not statistically significant. The polarized spectra provide us with an upper limit of about 1 Gauss on the line-of-sight magnetic field component. This analysis is compatible with a general low-activity period.

Table 3. Fittings coefficients of $A_{\max}$ and the frequency shifts with a first or second order polynomial function ($f(t) = a + bx + cx^2$) using the overlapping points and the weighted least-square fit (Section 3.1). We also give the reduced χ^2 values of the fits.

Star	1st order			2nd order	
		$A_{\max}$	Freq. shifts	$A_{\max}$	Freq. shifts
HD 49385	a	5.965 ± 0.339	-0.891 ± 0.108	6.028 ± 0.515	-0.364 ± 0.197
	b	-0.002 ± 0.004	0.015 ± 0.002	-0.005 ± 0.017	-0.008 ± 0.007
	c	–	–	$(2.07 \pm 12.6) \times 10^{-5}$	0.0002 ± 0.0001
	χ^2	0.5	10.5	0.6	10.6
HD 181420	a	3.749 ± 0.195	-2.775 ± 0.146	3.683 ± 0.306	2.305 ± 0.277
	b	0.000 ± 0.002	0.029 ± 0.002	0.002 ± 0.009	-0.149 ± 0.008
	c	–	–	$(-1.50 \pm 5.39) \times 10^{-5}$	0.0011 ± 0.0001
	χ^2	53.8	119.5	1.4	61.7
HD 52265	a	3.296 ± 0.217	-0.444 ± 0.187	3.661 ± 0.318	0.007 ± 0.313
	b	-0.002 ± 0.003	0.006 ± 0.003	-0.021 ± 0.012	-0.016 ± 0.013
	c	–	–	0.0002 ± 0.0001	0.0002 ± 0.0001
	χ^2	3.7	4.7	4.0	5.1

3.2. HD 181420

HD 181420 is an F2 star with $T_{\text{eff}} = 6580 \pm 105$ K. The projected rotational velocity $v \sin i = 18 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ (see Bruntt 2009, for a detailed description of the spectroscopic properties of this star). The surface rotation period, derived from the light curve observed by CoRoT, was estimated by Barban et al. (2009) to be around 2.6 days with an important surface differential rotation. This yields – in combination with the $v \sin i$ given previously – an inclination angle for the star of $35 \pm 21^\circ$. With the wavelet analysis, we also find this main periodicity (Fig. 3). The WPS shows a broad peak confirming the presence of an important differential rotation at the surface of the star. Moreover, there is no signature of any other harmonic at longer periods.

**Fig. 3.** WPS (left) and GWPS (right) of HD 181420 (same legend as in Fig. 1). Observations started on May 11, 2007.

The temporal evolution of the averaged frequency shift and $A_{\max}$ are shown in Fig. 4 c and d. The coefficients of the fits are in Table 3. Here again the slopes of the fits are small with a flat behavior for the linear fit of $A_{\max}$. The large values of the reduced χ^2 obtained for the frequency shifts are due to the small uncertainties we have in the individual measurements compared to the overall scatter as the fits follow well the trends of the data. It is important to notice that the individual uncertainties of

Table 4. Correlation coefficients between the second order polynomial fit results of $A_{\max}$ and the ones of the frequency shifts with the associated probability levels.

	Correlation
HD 49385	-0.97 (99.9%)
HD 181420	-0.48 (81%)
HD 52265	0 (100%)

the fits are of the same order of magnitude as in the other two stars ($\sim 0.2 \mu\text{Hz}$). Therefore, the high dispersion of the short-term variability of the frequency shifts also confirms the high values found in the starspot proxy, by far the largest of the three stars analyzed in this work. We also computed the correlation coefficient (Table 4) with the second order fit, which gives **-0.48 with a confidence level of 81%**. The anti-correlation between the two parameters is less pronounced than for HD 49385 **both quantitatively and qualitatively**.

When we analyze the light curve, in both the WPS and the starspots proxy, we see an increase in the signal around the sixtieth and the eightieth day of the measurements. This region of higher surface activity corresponds to the small maximum we observe in $A_{\max}$, which is not what we expect. We can conclude from the seismic analysis that we do not see any change related to a magnetic activity cycle in this star, while in the light curve we do see the presence of starspots (see Fig. 4 a).

Spectropolarimetric data for HD 181420 were collected between June 2, 2007 and July 15, 2008 and overlap slightly with the asteroseismic data. Over this period, the average chromospheric index is equal to 0.245, with values ranging from 0.227 and 0.265 (see Table 2). The observed temporal fluctuations do not reveal a long-term trend. In spite of a chromospheric flux higher than solar, the signal-to-noise ratio of the polarized spectra is not sufficient for the detection of Zeeman signatures because of a significant rotational broadening of the line profile. We infer an upper limit of about 3 Gauss on the line-of-sight magnetic field component.

3.3. HD 52265

HD 52265 is a G0V, metal-rich, main-sequence star hosting a planet (Butler et al. 2000; Naef et al. 2001). Its effective temperature is $T_{\text{eff}} = 6100 \pm 60$ K and the projected rotational velocity is $v \sin i = 3.6^{+0.3}_{-1.0} \text{ km s}^{-1}$ (see Ballot et al. 2011, for a complete review of the stellar parameters and the seismic analysis). Using

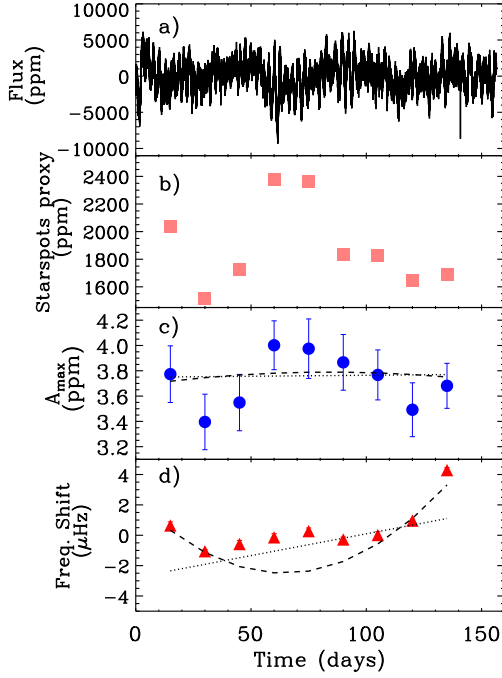


Fig. 4. Analysis of HD 181420. Same legend as in Fig. 2. Observations started on May 11, 2007. In panels b), c), and d), only every other point is independent.

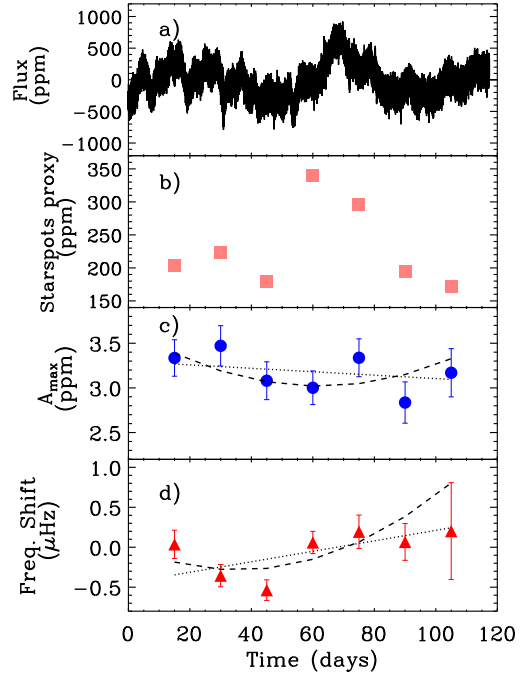


Fig. 5. Analysis of HD 52265. Same legend as in Fig. 2. Observations started in November 13, 2008. In panels b), c), and d), only every other point is independent.

the measurements provided by CoRoT – during 117 continuous days starting on November 13, 2008 – the rotation rate of the star was determined: $P_{\text{rot}} = 12.3 \pm 0.15$ days, with a stellar inclination angle of $30 \pm 10^\circ$.

The visual inspection of the averaged frequency shift and A_{max} – plotted in Fig. 5 c and d – suggests an anti-correlated increase and decrease respectively. Once again the slopes we found for the fits are small (see Table 3). **The first order polynomial fits confirm this anti-correlation but the second order polynomial fits seem to be rather correlated.** The reduced χ^2 of the fit of the amplitude and the frequency shifts are **around 4 and 5 respectively**. These slightly large values can be explained by the scatter in the data.

Concerning the correlation coefficient listed in Table 4, we find a correlation coefficient of 0. We can see in Fig. 5 that there is a small lag between the two parameters that can contribute to the 0 correlation.

The starspots proxy (Fig. 5 b) presents an increase around the middle of the data set. We notice that in the light curve displayed in Fig. 5 a, there is indeed a sudden increase of the flux around that period. Although we cannot rule out a stellar origin, this kind of modulation is often due to instrumental instabilities in the CoRoT satellite and should then be treated with some precaution. In conclusion, the temporal variation of A_{max} and the frequency shifts suggests that this star is slowly moving toward an increase of magnetic activity.

Our spectropolarimetric observations of HD 52265 were obtained between December 20, 2008 and January 11, 2009, i.e. the first part was collected during the CoRoT observations. From these time series, we derive an average chromospheric index of 0.159 (see Table 2), with a slight increase over the observing run, which is visible on Fig. 6. Here again, the noise level in the polarized spectra remains too high to reach the detection thresh-

old of Zeeman signatures, which can at least allow us to place a tight upper limit of 0.6 Gauss on the longitudinal component of its large-scale photospheric field.

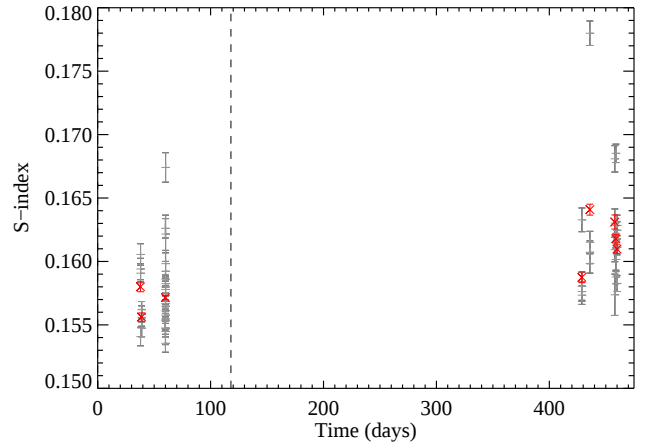


Fig. 6. Chromospheric emission of the Ca II H line measured at different epochs with NARVAL for HD 52265. Grey points are the individual measurements while the red ones correspond to the daily averages. The starting date of the time series coincides with the beginning of CoRoT observations, i.e. November 13, 2008. The end of CoRoT observations is delineated with a vertical dashed line.

4. Discussion and Conclusion

In the present paper, we have shown an extensive study of the temporal evolution of the averaged frequency shift and the $A_{\max}$ of the acoustic modes in three solar-like stars observed by the CoRoT satellite: HD 49385, HD 181420, and HD 52265. To complement these observations, we have analyzed spectropolarimetric measurements taken with the NARVAL instrument in order to have an ensemble set of observations that allowed us to look for signatures of magnetic-activity cycles in both the surface of the star and in the stellar interior.

To firmly detect magnetic activity in the three stars we studied, we require three properties. The amplitude of the modes and their frequency shifts must show a temporal variation. These two parameters have to be anti-correlated. Finally, we should observe a temporal variation in the spectroscopic data correlated with the seismic quantities.

With the analysis presented here, we are at the limit of the information we can extract. We have only seven or eight data points in the seismic analysis and in each case two consecutive points are correlated. The long-term variations are polluted by the short-term ones and the noise. To retrieve the global trends of the data in a quantitative way, we performed polynomial fits. However the small number of points and the small-scale variations lead to large reduced χ^2 in Table 3. We can only give qualitative indications that will need to be confirmed with additional observations in spectropolarimetry and with CoRoT. The correlation coefficients in Table 4 should be taken cautiously because we assume that the variation in $A_{\max}$ and the frequency shifts are perfectly anti-correlated as seen in the Sun and HD 49933. However, we cannot rule out that in other stars there could be a shift between these two quantities, which will bias the correlation coefficients computed.

Although HD 49385 seems to be in a rising phase of a possible activity cycle –according to the asteroseismic data–, it was impossible to see an analogous behavior in the spectropolarimetric measurements, preventing us from concluding on the magnetic activity of this star. For HD 52265, the observations in Ca II H show a marginal increase in the activity between the two periods. **However the seismic analyses are not conclusive because we extract different trends depending on the analysis performed.** In the third star, HD 181420 all the results are compatible with a stable state: the anti-correlation in the asteroseismic data is not clear while the spectropolarimetric data do not show any significant changes. The presence of starspots in the light curve suggests that if there is a cycle, its length should be much longer than the present observations. This is a little disappointing because this star has a very fast surface rotation (period of ~ 2.6 days) and we would expect a shorter activity cycle compared to the one observed in HD 49933.

In conclusion, HD 52265 **nearily** fulfills the three requirements we have imposed. It could indicate that this star is showing a hint of a magnetic-activity change. Indeed, we can speculate that it was observed during a rising phase of a long magnetic-activity cycle. However, the slopes of the three indicators are very small and, with the present observations, we are not able to exclude a quiet scenario.

Longer datasets will be necessary to further investigate the presence of magnetic cycles in stars other than the Sun. This could be soon possible thanks to the data collected by the *Kepler* satellite.

References

- Anderson, E. R., Duvall, Jr., T. L., & Jefferies, S. M. 1990, *ApJ*, 364, 699
 Anguera Gubau, M., Palle, P. L., Perez Hernandez, F., Regulo, C., & Roca Cortes, T. 1992, *A&A*, 255, 363
 Aurière, M. 2003, in *EAS Publications Series*, Vol. 9, EAS Publications Series, ed. J. Arnaud & N. Meunier, 105
 Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006, in *ESA Special Publication*, Vol. 1306, *ESA Special Publication*, ed. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy, 33
 Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
 Baliunas, S. L. & Vaughan, A. H. 1985, *ARA&A*, 23, 379
 Ballot, J., Gizon, L., Samadi, R., et al. 2011, *A&A*, 530, A97
 Barban, C., Deheuvels, S., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 51
 Batalha, N. M., Jenkins, J., Basri, G. S., Borucki, W. J., & Koch, D. G. 2002, in *ESA Special Publication*, Vol. 485, *Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, ed. B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, & D. Galadi, 35–40
 Beer, J., Tobias, S., & Weiss, N. 1998, *Sol. Phys.*, 181, 237
 Böhm-Vitense, E. 2007, *ApJ*, 657, 486
 Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
 Browning, M. K., Miesch, M. S., Brun, A. S., & Toomre, J. 2006, *ApJ*, 648, L157
 Bruntt, H. 2009, *A&A*, 506, 235
 Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2000, *ApJ*, 545, 504
 Chaplin, W. J., Appourchaux, T., Elsworth, Y., Isaak, G. R., & New, R. 2001, *MNRAS*, 324, 910
 Chaplin, W. J., Bedding, T. R., Bonanno, A., et al. 2011a, *ApJ*, 732, L5
 Chaplin, W. J., Kjeldsen, H., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2011b, *Science*, 332, 213
 Deheuvels, S., Bruntt, H., Michel, E., et al. 2010, *A&A*, 515, A87
 Deheuvels, S. & Michel, E. 2011, *A&A*, 535, A91
 Donati, J., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
 Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1383
 Fletcher, S., New, R., Broomhall, A.-M., Chaplin, W., & Elsworth, Y. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 428, *SOHO-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum*, ed. S. R. Cranmer, J. T. Hoeksema, & J. L. Kohl, 43
 Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 61
 García, R. A., Mathur, S., Salabert, D., et al. 2010, *Science*, 329, 1032
 Goldreich, P., Murray, N., Willette, G., & Kumar, P. 1991, *ApJ*, 370, 752
 Hall, J. C., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 2007, *AJ*, 133, 862
 Harvey, J. 1985, in *ESA Special Publication*, Vol. 235, *Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics*, ed. E. Rolfe & B. Battrick, 199
 Huber, D., Bedding, T. R., Stello, D., et al. 2011, *ApJ*, 743, 143
 Huber, D., Bedding, T. R., Stello, D., et al. 2010, *ApJ*, 723, 1607
 Jiménez-Reyes, S. J., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., & García, R. A. 2004, *ApJ*, 604, 969
 Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *A&A*, 293, 87
 Lanza, A. F. 2010, in *IAU Symposium*, Vol. 264, *IAU Symposium*, ed. A. G. Kosovichev, A. H. Andrei, & J.-P. Roelot, 120–129
 Liu, Y., Liang, X., & Weisberg, R. 2007, *Atmos. and Ocean Tech.*, 24, 2093
 Mathur, S., García, R. A., Catala, C., et al. 2010a, *A&A*, 518, A53
 Mathur, S., García, R. A., Régulo, C., et al. 2010b, *A&A*, 511, A46
 Mathur, S., Handberg, R., Campante, T. L., et al. 2011a, *ApJ*, 733, 95
 Mathur, S., Hekker, S., Trampedach, R., et al. 2011b, *ApJ*, 741, 119
 Metcalfe, T. S., Basu, S., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJ*, 723, L213
 Metcalfe, T. S., Creevey, O. L., & Christensen-Dalsgaard, J. 2009, *ApJ*, 699, 373
 Michel, E., Baglin, A., Auvergne, M., et al. 2008, *Science*, 322, 558
 Michel, E., Samadi, R., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 495, 979
 Mosser, B., Elsworth, Y., Hekker, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A30
 Mosser, B., Michel, E., Appourchaux, T., et al. 2009, *A&A*, 506, 33
 Naef, D., Mayor, M., Pepe, F., et al. 2001, *A&A*, 375, 205
 Pallé, P. L., Regulo, C., & Roca Cortes, T. 1989, *A&A*, 224, 253
 Petit, P., Dintrans, B., Morgenthaler, A., et al. 2009, *A&A*, 508, L9
 Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.)
 Rees, D. E. & Semel, M. D. 1979, *A&A*, 74, 1
 Ribas, I., Porto de Mello, G. F., Ferreira, L. D., et al. 2010, *ApJ*, 714, 384
 Saar, S. H. & Brandenburg, A. 1999, *ApJ*, 524, 295
 Salabert, D., Ballot, J., & García, R. A. 2011a, *A&A*, 528, A25
 Salabert, D., Fossat, E., Gelly, B., et al. 2004, *A&A*, 413, 1135
 Salabert, D., García, R. A., Pallé, P. L., & Jiménez-Reyes, S. J. 2009, *A&A*, 504, L1
 Salabert, D., Régulo, C., Ballot, J., García, R. A., & Mathur, S. 2011b, *A&A*, 530, A127

- Skumanich, A. 1972, ApJ, 171, 565
 Strassmeier, K. G. 2009, in IAU Symposium, Vol. 259, IAU Symposium, 363–368
 Torrence, C. & Compo, G. P. 1998, Bulletin of the American Meteorological Society, 79, 61
 Vázquez Ramió, H., Mathur, S., Régulo, C., & García, R. A. 2011, Journal of Physics Conference Series, 271, 012056
 Verner, G. A., Elsworth, Y., Chaplin, W. J., et al. 2011, MNRAS, 415, 3539
 Wilson, O. C. 1978, ApJ, 226, 379
 Woodard, M. F. & Noyes, R. W. 1985, Nature, 318, 449
 Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, ApJS, 152, 261

Acknowledgements. The CoRoT space mission has been developed and is operated by CNES, with contributions from Austria, Belgium, Brazil, ESA (RSSD and Science Program), Germany and Spain. NARVAL is a collaborative project funded by France (Région Midi-Pyrénées, CNRS, MENESR, Conseil Général des Hautes Pyrénées) and the European Union (FEDER funds). DS acknowledges the financial support from CNES. JB, RAG, SM, AM, and PP acknowledge the support given by the French “Programme National de Physique Stellaire”. RAG also acknowledges the CNES for the support of the CoRoT activities at the SAp, CEA/Saclay. This research has been partially supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (MICINN) under the grant AYA2010-20982-C02-02. NCAR is supported by the National Science Foundation. Wavelet software was provided by C. Torrence and G. Compo, and is available at URL: <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>

Table des matières

Remerciements	3
Sommaire	5
Introduction	7
1 Du champ magnétique solaire aux champs magnétiques des étoiles froides	9
1.1 Observations du champ magnétique solaire	9
1.1.1 Le champ magnétique interne	10
1.1.2 La photosphère	11
1.1.3 La chromosphère	13
1.1.4 La couronne	14
1.1.5 Variations de l'activité et cycle solaire	14
1.2 Modéliser le champ magnétique solaire	18
1.2.1 Le problème de la dynamo	18
1.2.2 La dynamo solaire	18
1.2.3 Simulations numériques de dynamo	19
1.3 Le champ magnétique des étoiles froides	21
1.3.1 Etudes observationnelles	21
1.3.2 Dynamo des étoiles de type solaire	26
2 Mesures spectropolarimétriques : acquisition et techniques d'exploitation	31
2.1 Effet Zeeman	31
2.2 Mesures spectropolarimétriques	34
2.2.1 Paramètres de Stokes	34
2.2.2 Instrumentation	35
2.2.3 Déconvolution par moindres carrés	37
2.3 Champ longitudinal	39
2.4 Imagerie-Zeeman Doppler	39
2.4.1 Reconstruction de la topologie magnétique de surface	39
2.4.2 Calcul des paramètres de rotation différentielle de surface	40
2.5 Elargissement des raies par effet Zeeman	42
2.6 Activité chromosphérique	44
2.6.1 Ca II H&K	44
2.6.2 H α	49
2.7 Vitesses radiales	50
2.8 Asymétrie des raies	50
2.8.1 Bissecteurs	50
2.8.2 Velocity spans	50
2.9 Présentation de l'échantillon étudié	52
3 Evolution à court-terme	57
3.1 Modulation rotationnelle	57

3.1.1	Variations des différents traceurs	57
3.1.2	Bissecteurs	59
3.2	Evolution rapide du champ à grande échelle de ξ Boo A	59
4	Evolution à long-terme et cycles magnétiques	67
4.1	Un cycle sans renversement de polarité pour ξ Bootis A	67
4.1.1	Observations	68
4.1.2	Evolution temporelle du champ magnétique	72
4.1.3	Rotation différentielle	73
4.2	Les multiples renversements de polarité de HD 190771	75
4.2.1	Cartes magnétiques	78
4.2.2	Traceurs d'activité complémentaires	78
4.2.3	Présence d'un compagnon de faible masse	82
4.3	Le cycle court de HD 78366	82
4.3.1	Observation d'un cycle	84
4.3.2	Superposition de cycles	84
4.4	Caractéristiques des étoiles à comportements cycliques	86
5	Relations entre traceurs du champ magnétique et paramètres stellaires fondamentaux	89
5.1	Activité chromosphérique	89
5.2	Champ longitudinal	91
5.3	Géométrie magnétique	91
5.4	Rotation différentielle	91
	Conclusions et perspectives	95
A	Traceurs pour l'échantillon complet	99
	Liste des figures	111
	Liste des tables	113
	Bibliographie	115
	Publications	127
	Table des matières	189

Résumé

La présence de champs magnétiques est connue dans de nombreux types d'étoiles, des étoiles entièrement convectives aux étoiles les plus massives, dont les couches externes sont radiatives. Dans le cas des étoiles de type solaire, le champ magnétique à grande échelle est généré continuellement par l'intermédiaire d'une dynamo mettant en oeuvre l'action combinée de la convection et de la rotation dans l'enveloppe convective. Cependant, malgré l'amélioration continue des modèles de dynamo et l'extrême précision des observations solaires, certains mécanismes physiques impliqués dans la génération du champ magnétique sont encore sujets à discussion. Depuis quelques années, l'augmentation spectaculaire des performances des spectropolarimètres stellaires a rendu possible la détection de champs magnétiques d'étoiles froides exhibant des niveaux d'activité faibles, semblables à celui du Soleil. Le but de cette thèse est d'exploiter des observations spectropolarimétriques afin d'apporter des informations nouvelles sur la dynamo des étoiles de type solaire, en déterminant comment les paramètres magnétiques de ces étoiles dépendent des paramètres stellaires fondamentaux, en particulier la masse et la période de rotation.

L'échantillon étudié au cours de ce travail comporte une vingtaine d'étoiles de la séquence principale ayant des masses comprises entre 0.6 et 1.4 $M_{\odot}$ et des périodes de rotation entre 3.4 et 43 jours. Les observations ont débuté en 2007. L'analyse des données spectropolarimétriques a permis de déterminer leur topologie magnétique à grande échelle grâce à la technique d'imagerie Zeeman-Doppler. Ont également été étudiés d'autres traceurs du champ magnétique sensibles à une plus large gamme d'échelles spatiales, tels que l'émission chromosphérique, l'asymétrie des raies spectrales et l'élargissement Zeeman des raies. La variabilité du champ magnétique à petite et grande échelle a ainsi été mise en évidence sur des périodes temporelles variant de la période de rotation des étoiles à plusieurs années. De multiples renversements de polarité et des cycles magnétiques plus courts que le cycle solaire ont également été identifiés pour plusieurs cibles en rotation rapide. La période de rotation des étoiles semble être un paramètre fondamental pour l'apparition de cycles rapides, ces derniers n'ayant été observés que dans le cas de périodes de rotation courtes.

Abstract

Magnetic fields are known to be present in a wide variety of stars, from fully convective low-mass stars to massive stars with external radiative layers. In solar-type stars, the large-scale magnetic field is continuously produced by dynamo processes generated by the interplay between convection and rotation in the convection zone. In spite of fast progress in dynamo modelling and extremely accurate solar observations, some of the physical processes involved in the solar dynamo are still controversial. In the last few years, outstanding improvements of stellar spectropolarimeters have allowed the detection of magnetic fields in cool stars with low activity levels, similar to the Sun. This work aims at analyzing spectropolarimetric data in order to provide new information about solar-type star dynamo, by determining the link between stellar magnetic properties and fundamental stellar parameters, especially mass and rotation.

The stellar sample includes 19 stars on the main sequence and probes masses between 0.6 and 1.4 $M_{\odot}$, and rotation periods between 3.4 and 43 days. The monitoring started in 2007. Spectropolarimetric data analysis allowed the reconstruction of the large-scale magnetic topology thanks to the Zeeman-Doppler Imaging technique. Chromospheric emission, spectral lines asymmetry, and Zeeman broadening of the lines, which are all sensitive to a wider range of spatial scales, have also been studied. Small- and large-scale magnetic field variability have been observed within time intervals ranging from stellar rotation periods to a few years. A number of polarity reversals and magnetic cycles shorter than solar have been identified for several rapid rotators. The occurrence of rapid stellar cycles seems to depend on the stellar rotation period and were only observed for stars with short rotation periods.