



**HAL**  
open science

# Évolution de la rotation des étoiles jeunes de faible masse

Louis Amard

► **To cite this version:**

Louis Amard. Évolution de la rotation des étoiles jeunes de faible masse. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Montpellier; Observatoire de Genève (Suisse), 2016. Français. NNT : 2016MONTT258 . tel-01816982

**HAL Id: tel-01816982**

**<https://theses.hal.science/tel-01816982>**

Submitted on 15 Jun 2018

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

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

# THÈSE

Pour obtenir le grade de  
**Docteur**

Délivré par l'Université de Montpellier et l'Université de Genève

Préparée au sein de l'école doctorale **I2S**  
Et de l'unité de recherche **Laboratoire Univers et Particules de Montpellier**

Spécialité: **Physique**

Présentée par **Louis Amard**

## Évolution de la rotation des étoiles jeunes de faible masse

Soutenue le 17 novembre 2016 devant le jury composé de

M. Jonathan FERREIRA	Professeur	Grenoble	Président
Mme Silvia ALENCAR	Associate Professor	Minas Gerais	Rapporteur
Mme Yveline LEBRETON	Astronome	Paris/Meudon	Rapporteur
M. Georges MEYNET	Professeur	Genève	Examineur
M. Olivier RICHARD	Maître de conférence	Montpellier	Examineur
Mme Ana PALACIOS	Astronome	Montpellier	Directrice de thèse
Mme Corinne CHARBONNEL	Dir. de recherche CNRS	Genève	Directrice de thèse





---

**UNIVERSITÉ DE GENÈVE**  
Département d'astronomie

**FACULTÉ DES SCIENCES**  
Professeure Corinne Charbonnel

**UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER**  
Laboratoire univers et particules de Montpellier

**FACULTÉ DES SCIENCES**  
Docteur Ana Palacios

---

# **Évolution de la rotation des étoiles jeunes de faible masse**

**THÈSE**

**en cotutelle  
présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève  
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences,  
mention astronomie et astrophysique**

**par**

**Louis Amard**

**de**

**Villey-Saint-Etienne (France)**

**Thèse N° XXXX**

**GENÈVE**  
**Observatoire Astronomique de l'Université de Genève**  
**2016**



# Remerciements

Enfin les remerciements ! L'instant où l'on instille une pointe de plume dans un océan de panache scientifique qui a eu ses grains de sel et ses beaux jours. Ce long fleuve pas si tranquille n'a pu suivre son cours que grâce à l'apport de tous ses affluents. Et en effet, une seule thèse pour deux instituts de recherche, ces lieux qui rassemblent une foule de gens différents mais avec le même sentiment pour la science et la même envie d'en savoir toujours plus, signifie deux fois plus d'affluents. Je commencerai par remercier celles qui m'ont fait naître et m'ont formé et protégé dans ce monde - jamais l'expression "être le protégé de" n'avait pris autant de sens à mes yeux - celles qui m'ont supporté, celles qui m'ont ramener sur terre lorsque je m'évadais sur mes petites planètes, celles qui savent et enseignent, qui m'ont appris la clarté et m'ont chacune à leur manière fait découvrir le monde de la recherche astrophysique, l'une est l'ancienne doctorante de l'autre, j'ai nommé Ana et Corinne. Merci pour tout, merci d'avoir mis votre confiance en moi jusque là, c'était parfait. J'envie vos futurs doctorants.

Un grand merci également à tous les membres de mon jury qui, en plus de leur grande connaissance du sujet, sont tous des chercheurs d'une grande sympathie à l'éthique irréprochable, ce qui est à mes yeux une qualité des plus importantes pour un chercheur. En premier lieu, je tiens à m'excuser et à remercier Georges Meynet que nous n'avons pu avoir de visu et Sivia Alencar, pour le fiasco télévisuel précédant la soutenance (malgré 4 ans de thèse, je ne suis toujours pas tout à fait au point). C'était un plaisir que d'avoir la voix de Georges Meynet duquel j'admire infiniment le plaisir innocent qu'il a face aux surprises (*rigolottes*) que nous apportent la science. Merci également à Olivier Richard pour ses questions pertinentes et pour avoir diffusé son rire et sa bonne humeur. Un grand (grand) merci à Silvia Alencar et Yveline Lebreton pour avoir accepté d'être rapportrices de ce manuscrit et pour l'ensemble des améliorations et développements apportés<sup>1</sup>. Enfin, last but not least comme il se dit outre-manche, merci à Jonathan Ferreira pour ses sages paroles de président avisé.

Un immense merci à tous ces gens avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et collaboré au cours de cette thèse, en particulier Jérôme en tant que responsable de l'ANR ToUpiES, Stéphane et Vincent qui m'ont offert une fin de thèse incroyable, pleine de rebondissements (la turbulence horizontale a encore un bel avenir, ooh oui). Également Lionel Siess qui lors de mon (trop bref) passage atmosphérique à Bruxelles m'a initié aux obscurs arcanes de Perl, Florian pour les échanges de connaissances multi-domaines, Émeline<sup>2</sup> pour nos interactions sur les interactions étoiles-planètes, et toute la collaboration ToUpiES with a very special thanks to Sean Matt as my future team leader in Exeter.

À Montpellier, ville étudiante par excellence, je tiens à remercier d'abord ceux qui m'ont cotoyé au plus proche de la thèse, c'est à dire mes collègues de bureau. Malgré mes nombreuses questions et insubordinations, le sourire a été (presque) toujours présent. Dans le détail, le grand Anthony, l'incroyable Rana, Julien L. (avec qui, les questions ne manquaient jamais), le sobre Morgan, la discrète Johanna, Benjamin

---

1. Le comité de sauvegarde du pluriel vous remercie également

2. Bolmont, comme sa mère Mme Bolmont, professeure de physique au lycée Majorelle, étonnante coïncidence non ?

---

l'empereur du blind-test et enfin, occupant plutôt mon deuxième bureau<sup>3</sup>, Maître Pierre, zythologue à ses heures et imprévisible partenaire de coinche.

Merci également à tout le groupe d'astrophysique stellaire et en particulier à Éric, Julien M., Fabrice, Agnès, Henri et Yohan pour les repas les plus instructifs que j'ai eu et pour la bonne tenue du laboratoire que je retrouve dans une forme plus éclatante à chaque visite. Merci également à Denis Puy pour la direction dynamique qu'il donne au Laboratoire Univers et Particule de Montpellier. Enfin, merci à tout le service administratif et en particulier à Carole, sans qui, à titre personnel, je ne serais rien.

En ce qui concerne mon expérience Suisse, le paisible observatoire de Genève dans sa forêt lointaine, fourmille d'activité et regorge d'idées en tout sens. Quoi de plus propice comme environnement pour passer à la rédaction du manuscrit de thèse ? Au sein de l'observatoire, merci d'abord à Myriam et Livia qui ont grandement facilité mon arrivée en pays Helvétique en me tenant la main lors du passage de la frontière paperassière. Merci également aux membres de l'équipe stellaire, les réunions hebdomadaires étant une excellente manière de se retrouver (merci en particulier à Tassos et Florian pour les organiser). L'observatoire étant un lieu isolé, il a bien fallu trouver un moyen de s'éloigner et de prendre l'air entre deux chat-pîtres, merci à mes compagnons marathoniens Tim et Arthur, on finira par y arriver ! Merci également à mes compagnons tapeurs de balles et/ou partenaires de passionnantes pauses interminables mais non interminables : Florian, Stéphane, Adrien, Patrick, Thierry et William. Ce dernier méritant un petit mot supplémentaire puisqu'il est mon frère au sens académique du terme, que le fait d'habiter au même endroit multiplie les échanges et nous fait grandir mutuellement. Au hasard ensuite, un merci pour la lumineuse Olja et ses idées en folie, Mirka pour nous avoir fait découvrir tes magnifiques montagnes, Ati pour ton indéfectible affection et parce que tu mérites d'avoir ta place ici, Anne pour les délicieuses "dégustations" œnologiques, Florian parce que tu es également mon cousin de thèse ai-je envie de dire, Rémy et Arthur (encore) pour nos échecs cumulés et les pizzas-bière du Charlies.

Une thèse passe généralement par des hauts et des bas, pour contrer ces montagnes russes, quoi de mieux qu'un logis joliment garni ? À Montpellier, la rue Balard où j'ai eu la chance d'habiter a vu passer la crème de la crème, en commençant par ma chère Juliette (la plus parfaite d'entre toute), Sautter le petit ours et le lynchien Béranger<sup>4</sup>. Sont arrivés ensuite le joueur-né Turan et ma compagne de musique classique, Camille (bis), et enfin maman Livia et l'hyperactif mais ô combien sympathique Gael. Longue-vie aux habitants du 20 rue Balard.

Je me dois également de remercier mes logeurs bruxellois Édouard et Caroline pour les moments passés dans le plat pays ! De même, merci à Vinka et Jérôme (et Gayané !) pour leur amitié et l'accueil plein de chaleur qu'ils m'ont fait lors de mes escales SF2A d'abord toulousaine puis parisienne, toujours aussi beaux dans leurs rôles de parents parfaits.

Merci à mes compagnons de voyages de longue date, détenteurs de joie, désorganiseurs ordonnés avec qui je suis prêt à partir à tout occasion, j'ai nommé Herr Humbert, Lord Vallance, Lady Marie ainsi mon homonyme néo-basque. Toute ma gratitude également à mes chers expert du corps humains Pouti et Laura, toujours prêts à vous réchauffer le cœur autour d'un chocolat chaud digne d'un grand chocolatier Suisse.

Enfin, je ne remercierai jamais assez mes trois géniales Muses, W.-A. Mozart D. Hypolite et A. Damasio pour leur soutien inconditionnel au cours de ces dernières années.

Mes derniers mots vont évidemment à mes parfaits parents et les précédents à mes non-moins parfaits frères, oncles et cousins, et à mes plus-que-parfait grands-parents, présent ou partis, Merci.

---

3. Le Bureau de Récupération plus qu'Occasionnelle ou mon Catalyseur autrement appelé B.R.O.C., merci Jonhny

4. Twin Peaks aura toujours une saveur particulière



À Myriam et Bastien



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>v</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Conditions initiales/Formation stellaire/" <i>Disc-locking</i> "	2
1.2 Observations	4
1.3 Modélisation de la rotation stellaire	12
1.4 Plan	14
<b>2 Modèle standard et hypothèses du code STAREVOL</b>	<b>15</b>
2.1 Équations de la structure stellaire	16
2.2 Convection	17
2.3 Équation d'état	17
2.4 Opacité	18
2.5 Perte de masse	18
2.6 Atmosphère	19
2.7 Calibration solaire	22
2.8 Evolution des étoiles jeunes de faible masse	24
<b>3 Modèles avec rotation</b>	<b>31</b>
3.1 Modélisation de l'effet hydrostatique	32
3.2 Transport dans la zone radiative	34
3.3 Vents stellaires et perte de moment cinétique	48
<b>4 L'exemple d'une étoile de <math>1,2M_{\odot}</math> à métallicité solaire</b>	<b>53</b>
4.1 Pré-séquence principale	57
4.2 Séquence principale	64
4.3 Branches des sous-géantes et des géantes rouges	70
4.4 Annexe chapitre	77
<b>5 Extension à d'autres masses et métallicités</b>	<b>109</b>
5.1 Hypothèses de la grille	110
5.2 Modèles sans rotation	113
5.3 Modèles avec transport rotationnel	118



<b>6 Applications de la grille à des cas pratiques</b>	<b>127</b>
6.1 Estimation de l'âge d'étoiles jeunes - Art. Folsom et al. (2016) . . . . .	128
6.2 Habitabilité - Art. Gallet et al. (2016) . . . . .	157
6.3 Estimation des paramètres d'étoile-hôtes - Art. Santerne et al. (2016) . . . . .	173
<b>7 Conclusion</b>	<b>193</b>

# Liste des figures

1.1	Disque proto-planétaire - Schéma et observations . . . . .	3
1.2	Évolution de la vitesse de rotation - Observations . . . . .	8
1.3	Évolution de l'abondance de lithium au cours du temps - Observations . . . . .	9
1.4	Abondance de lithium en fonction de la température effective dans les Hyades - Observations	10
1.5	Profil de rotation du Soleil - Données héliosismiques . . . . .	11
1.6	Modèles bi-zone - Comparaison aux observations . . . . .	13
2.1	Diagramme HR - Atmosphère . . . . .	20
2.2	Profils de vitesse du son des modèles calibrés comparés à l'héliosismologie . . . . .	24
2.3	Création et évolution du disque d'accrétion autour de l'étoile T-Tauri . . . . .	25
2.4	Diagramme HR - Évolution pré-séquence principale . . . . .	26
2.5	Diagrammes de Kippenhan : 0,5, 1,0 et 1,5 $M_{\odot}$ . . . . .	27
3.1	Diagramme HR - Effets de la rotation . . . . .	33
3.2	Comparaison des coefficients de turbulence horizontale . . . . .	40
4.1	Diagramme de Kippenhahn d'une étoile de 1,2 $M_{\odot}$ . . . . .	54
4.2	Évolution de la vitesse de surface . . . . .	56
4.3	Profils de rotation - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale . . . . .	57
4.4	Flux de moment cinétique - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale . . . . .	58
4.5	Coefficients de diffusion - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale . . . . .	59
4.6	Flux de moment cinétique - Ondes internes : Pré-séquence principale . . . . .	60
4.7	Coefficients de diffusion - Ondes internes : Pré-séquence principale . . . . .	61
4.8	Circulation méridienne - Ondes internes : pré-séquence principale . . . . .	62
4.9	Figure récapitulative des modèles avec et sans freinage et avec et sans ondes. . . . .	63
4.10	Profils de rotation - Instabilités hydrodynamiques : séquence principale . . . . .	64
4.11	Coefficients de diffusion - Instabilités hydrodynamiques : Séquence principale . . . . .	66
4.12	Flux de moment cinétique - Instabilités hydrodynamiques : Séquence principale . . . . .	67
4.13	Profil de rotation - Instabilités hydrodynamiques : Cas du Soleil . . . . .	68
4.14	Profils de rotation avec ondes : Séquence principale, Soleil . . . . .	69
4.15	Coefficient de diffusion avec champ magnétique (1 $M_{\odot}$ ) : Séquence principale . . . . .	70
4.16	Profils de rotation avec champ magnétique (1 $M_{\odot}$ ) : Séquence principale . . . . .	70
4.17	Évolution de la vitesse de surface et de cœur : Branche des sous-géantes . . . . .	72
4.18	Évolution de la vitesse de rotation : Post-séquence principale . . . . .	73
4.19	Profils de rotation - Champ magnétique : Post-séquence principale (1,5 $M_{\odot}$ ) . . . . .	75
5.1	Comparaison à d'autres Grilles - Modèle standard - Grille . . . . .	117
5.2	Évolution de la vitesse de rotation - Comparaison aux observations - Grille . . . . .	119

---

5.3	Évolution de la perte de moment cinétique au cours du temps - Grille à $Z_{\odot}$ . . . . .	120
5.4	Flux de moment cinétique à la ZAMS - $0,4-1,5M_{\odot}$ - Grille à $Z_{\odot}$ . . . . .	121
5.5	Évolution de la rotation différentielle au cours du temps - Grille à $Z_{\odot}$ . . . . .	123
5.6	Profil de rotation - Effet de la masse de l'étoile . . . . .	124
5.7	Évolution de la rotation - Effets de métallicité . . . . .	125
5.8	Taille relative de l'enveloppe convective - Effets de masse/métallicité/rotation . . . . .	126

# Liste des tableaux

1.1	Listes des amas ouverts de comparaison . . . . .	7
2.1	Données solaires extraites de la littérature utilisées dans le cadre des calibrations solaires réalisées ici . . . . .	23
3.1	Prescriptions pour la diffusion turbulente verticale. . . . .	36
4.1	Table des modèles de $1,2M_{\odot}$ . . . . .	56
5.1	Tables de paramètres de freinage utilisés pour la grille de modèles d'évolution . . . . .	112
5.2	Table des paramètres couverts par la grille . . . . .	112
5.3	Principaux ingrédients des codes d'évolution stellaire de comparaison . . . . .	116



# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Conditions initiales/Formation stellaire/"Disc-locking"</b>	<b>2</b>
<b>1.2</b>	<b>Observations</b>	<b>4</b>
1.2.1	Vitesses de rotation dans les amas jeunes	5
1.2.2	Anomalie d'abondance : Lithium	6
1.2.3	Astéro/Hélio-sismologie	10
<b>1.3</b>	<b>Modélisation de la rotation stellaire</b>	<b>12</b>
1.3.1	Modèles d'évolution séculaire	12
1.3.2	Simulations multidimensionnelles	13
<b>1.4</b>	<b>Plan</b>	<b>14</b>

---

L'évolution de la rotation des étoiles jeunes reste encore aujourd'hui un mystère sur de nombreux aspects. Alors que les observations nous indiquent que le moment cinétique est réduit, du stade de cœur pré-stellaire jusqu'à la séquence principale, de six ordres de grandeur au cours de la formation et de l'évolution précoce de l'étoile (voir *e.g.* Bodenheimer 1995), les processus associés à cette diminution sont encore très mal compris. Il semble que le moment cinétique soit dans un premier temps éjecté par de puissants jets ou des éruptions magnétiques liés à la contraction du nuage moléculaire. Dans un second temps, lorsque l'étoile se distingue du reste du nuage, l'extraction de moment cinétique est généralement associée au fort couplage magnétique de l'étoile avec son disque d'accrétion, celui-ci empêchant l'étoile d'accélérer malgré sa contraction et l'apport de moment cinétique par l'accrétion de matière (voir *e.g.* André 1994). Enfin, lorsque le disque se disperse, l'évolution rotationnelle est dictée par la contraction de l'étoile jusqu'à l'arrivée à la séquence principale.

Une fois sur la séquence principale, les observations montrent une dispersion des vitesses de rotation maximale pour les étoiles de faible masse avec des vitesses de surface variant entre une dizaine et plusieurs centaines de  $\text{km.s}^{-1}$ . Cette dispersion est amenée à diminuer avec l'évolution de l'étoile puisqu'à l'âge du Soleil, les vitesses de rotation de toutes les étoiles de type solaire convergent vers une vitesse de quelques  $\text{km.s}^{-1}$  seulement. Ce ralentissement au cours de la séquence principale est généralement attribué au couplage du champ magnétique à grande échelle de l'étoile avec les vents émanant de celle-ci (voir *e.g.* Schatzman 1959).

Cependant, bien que les processus régissant l'évolution du moment cinétique des étoiles jeunes de faible masse soient aujourd'hui clairement identifiés, aucun n'est tout à fait compris dans ses détails et leur inclusion dans les modèles d'évolution stellaire nécessite encore un travail important.

Cette thèse est inscrite dans le cadre du projet Toupies<sup>1</sup> dont le but est d'obtenir une meilleure compréhension des processus physiques mentionnés ci-dessus et de les inclure dans une nouvelle génération de modèles d'évolution stellaire dont les prédictions pourront être testées avec de nombreuses contraintes observationnelles.

En effet, l'étude de l'évolution du moment cinétique d'un système stellaire demande la connaissance de tous les processus entrant en jeu. On peut distinguer ici pour les étoiles de faible masse :

- Gain de moment cinétique par accrétion de matière
- Perte de moment cinétique par couplage avec le disque proto-planétaire
- Perte de moment cinétique par les vents stellaires couplés au champ magnétique
- Redistribution du moment cinétique lors de la contraction ou de l'expansion de l'étoile
- Redistribution du moment cinétique dans l'intérieur de l'étoile par différents processus magnéto-hydrodynamiques.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons en détail à la modélisation de ces trois derniers points. Nous allons d'abord voir dans un premier temps en quoi consistent les deux premiers points non-étudiés. Puis nous listerons les observations existantes auxquelles peuvent être confrontés les modèles et enfin, nous mentionnerons les modèles existant dans la littérature actuelle.

## 1.1 Conditions initiales/Formation stellaire/"Disc-locking"

Une étoile de type solaire subit une contraction globale pendant les premiers millions d'années de son évolution. Durant cette période, le champ magnétique de l'étoile interagit avec le disque d'accrétion qui l'entoure, et modifie la quantité de moment cinétique de l'étoile. La vitesse finale de l'étoile est en fait le

1. pour "Toward an Understanding of the sPIn Evolution of Stars" : vers une compréhension de l'évolution de la rotation des étoiles, projet ANR, PI : J. Bouvier. [http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupies/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupies/)

Disque proto-planétaire - Schéma et observations

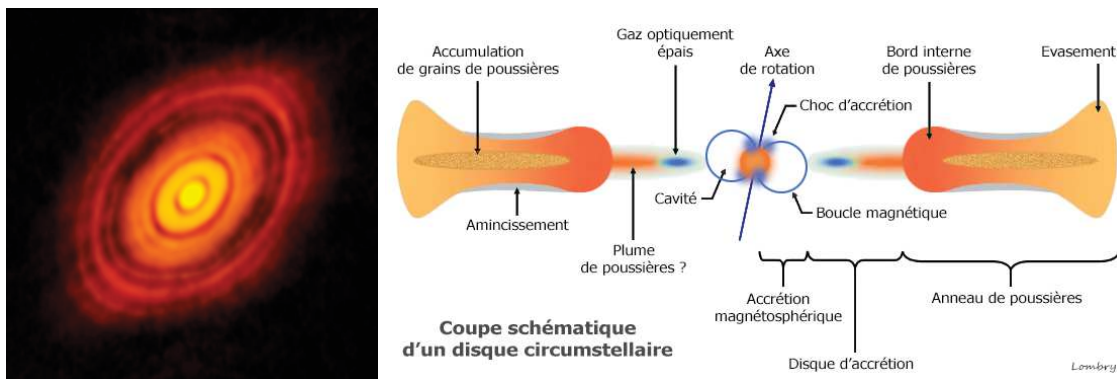


FIGURE 1.1 –   gauche : Première observation interférométrique avec le radiotélescope ALMA du disque proto-planétaire de TW Hydrae. Crédit : ALMA (ESO/NAOJ/NRAO) ; à droite : représentation schématique d'un disque circum-stellaire (ou proto-planétaire). Crédit : Luxorion <sup>2</sup>

résultat de l'équilibre entre l'apport de moment cinétique par la matière accrétée, la contraction de l'étoile et des pertes importantes de moment cinétique liées soit aux vents stellaires alimentés par l'accrétion (Matt & Pudritz 2005), soit au processus de "disc-locking" (Ghosh & Lamb 1979; Koenigl 1991).

En effet, il est communément admis que l'étoile est liée par son champ magnétique à son disque d'accrétion, c'est par ces mêmes lignes de champ que la matière du disque est accrétée sur l'étoile. Cependant, les échanges de moment cinétique entre l'étoile et son disque sont très complexes et difficilement compris encore aujourd'hui.

Dans un premier temps, on suppose que la magnétosphère de l'étoile s'étend au delà du rayon de co-rotation. Celui-ci est défini comme la distance pour laquelle le disque possède une vitesse de rotation identique à celle de la surface de l'étoile. Si l'on suppose le disque en rotation k plerienne on a :  $R = R_{co} = (GM_*/\Omega_*^2)^{1/3}$  (voir *e.g.* Collier Cameron & Campbell 1993). Au-delà (en-de ) de cette distance, le disque tournera ainsi moins vite (plus vite) que la surface de l'étoile. La magnétosphère est connectée en plusieurs points au disque protoplanétaire. Les lignes de champ magnétique connectées au disque au delà du rayon de co-rotation auront tendance à ralentir la surface de l'étoile de manière générale.   l'inverse, les lignes connectées en-de  du rayon de co-rotation tendent à accélérer la surface. Cependant, ce processus n'est pas assez efficace pour expliquer les vitesses de rotation observées, car une rotation différentielle se crée entre le disque et la surface de l'étoile, et tord les lignes de champ enracinées au pôle jusqu'à les ouvrir. Une fois les lignes de champ ouvertes, le couplage disque-étoile n'est alors plus efficace Zanni & Ferreira (2009).

Des travaux récents par Matt & Pudritz (2005, 2008) suggèrent l'idée que l'accrétion à la surface de l'étoile génère de puissants vents stellaires capables d'évacuer la majeure partie du moment cinétique.   nouveau, Zanni & Ferreira (2011) ont montré que ce mécanisme était insuffisant car la majorité de l'énergie est alors lib r e à travers les chocs d'accrétion et non pas grâce aux vents stellaires. Enfin, Zanni & Ferreira (2013) ont proposé que les reconnections magnétiques liées à la torsion des lignes de champ de l'étoile par le disque puissent entraîner des éjections de matière et de moment cinétique suffisantes pour compenser l'apport de moment cinétique par l'accrétion.

Malgré tout, tandis que ces mécanismes manquent toujours d'une description physique globalement acceptée, les observations (Rebull et al. 2004) ont permis de montrer que cette interaction est extrêmement efficace pendant toute la durée de vie du disque protoplanétaire et permet de compenser largement

2. <http://www.astrosurf.com/luxorion/>



l'augmentation de vitesse de rotation liée à l'accrétion de matière et la contraction stellaire. Ainsi, l'étoile maintient en moyenne une vitesse angulaire constante tout au long de son couplage avec le disque. Ce résultat a été confirmé par l'analyse des périodes de rotation dans les amas ouverts et les associations jeunes (Gallet & Bouvier 2013).

La durée de cette période de couplage avec le disque varie avec la masse comme montré par Kennedy & Kenyon (2009), et la quantité initiale de moment cinétique dans l'étoile (Gallet & Bouvier 2013). Pour évaluer la durée de cette période de couplage entre le disque et l'étoile, il est nécessaire de se baser sur des observations de disques. En effet, il y a une dégénérescence entre la quantité de moment cinétique initiale et la durée de la phase de couplage que seule la détermination de la présence d'un disque ou non peut lever. Une étoile avec une grande quantité de moment cinétique couplée avec son disque pendant un temps relativement long évoluera de la même manière qu'une étoile avec un temps de vie de disque plus court et une quantité initiale de moment cinétique inférieure. Edwards et al. (1993) ont montré que les périodes de rotation observées dans les amas ouverts les plus jeunes indiquent un temps de vie du disque plus court pour les étoiles centrales en rotation rapide que dans le cas des étoiles en rotation lente. Cela a plus récemment été confirmé par les observations de Rebull et al. (2004) et Bouvier (2008).

Bell et al. (2013) ont montré observationnellement que les durées de vie des disques peuvent atteindre dix à douze millions d'années dans certains cas mais que généralement, le temps de vie moyen est de l'ordre de cinq millions d'années.

## 1.2 Observations

Des premières observations de la rotation des étoiles remontant à Galilée lui-même lorsqu'il a regardé l'évolution des taches solaires au cours du temps, jusqu'à aujourd'hui où, grâce à de puissants télescopes spatiaux nous sommes capables de sonder l'intérieur même des étoiles, de nombreuses étapes ont été franchies. La première étape a été de pouvoir observer la rotation de surface d'autres étoiles que le soleil. Le capitaine Abney (1877) a, en premier, étudié l'effet que la rotation aurait sur la lumière observée d'une étoile, montrant ainsi que la rotation élargit les raies spectrales observées. De là, les premières mesures ont pu être faites avec les premières études sur les propriétés rotationnelles en fonction des caractéristiques stellaires. Pendant longtemps, on a d'ailleurs pensé que les étoiles accélèrent au cours du temps, commençant en rotation très lente avec une température de surface très élevée et, au fur et à mesure se contractaient tout en refroidissant, la contraction entraînant donc une accélération de la vitesse de surface (Evershed 1922). C'est seulement avec Ter Haar (1949), basé sur des travaux de Alfvén (1942), que l'idée d'un ralentissement au cours de l'évolution est venue. Ter Haar (1949) met en particulier en avant la répartition du moment cinétique dans le système solaire, la majorité étant contenu dans l'orbite de Jupiter, mettant ainsi en avant le fameux problème du moment cinétique. Ce problème n'est toujours pas résolu à ce jour et est d'autant plus important avec l'arrivée des premières observations directes de disques proto-planétaires, à l'origine de la formation des systèmes de planètes.

Cependant, les observations permettant de contraindre le problème sont multiples.

- On observe aujourd'hui les périodes de rotation des étoiles grâce à de nombreuses campagnes d'observations photométriques réalisées récemment (Monitor (Aigrain et al. 2007; Irwin et al. 2008b), CoRoT (Alencar et al. 2010), SuperWasp (Butters et al. 2010), Spitzer Warm (Morales-Calderón et al. 2011) ou *Kepler* (McQuillan et al. 2014)). On peut extraire de ces observations plusieurs données liées à l'évolution rotationnelle : la période de rotation, la rotation différentielle (de surface), l'évolution du nombre de taches (existence de cycle), champ magnétique associé, etc... Lorsque ces observations sont réalisées dans des amas ouverts d'âge différents, on peut également donner un âge absolu à ces étoiles et en déduire l'évolution rotationnelle globale au cours du temps en réunissant les données.

- On observe de nombreuses différences entre les prédictions chimiques du modèle standard et les observations d’abondances de surface. Or la rotation est une source de mélange dans l’étoile et peut brasser en particulier les éléments chimiques, modifiant donc les abondances observées en surface.
- Les missions spatiales CoRoT et *Kepler* ont également réalisé une photométrie de suffisamment haute précision pour faire une étude astérosismique de certaines cibles, permettant de sonder l’intérieur de ces étoiles et d’en déduire leur rotation interne.

### 1.2.1 Vitesses de rotation dans les amas jeunes

L’évolution du moment cinétique est caractérisée de manière la plus évidente par la rotation de surface des étoiles. Pendant longtemps, les chercheurs ont déterminé les vitesses de rotation ( $v \sin i$ ) à partir de données spectroscopiques. C’est-à-dire en estimant la vitesse de rotation de l’étoile à partir de l’élargissement des raies spectrales. Cependant, bien qu’a priori utilisable sur tout type d’étoile, cette méthode a une faiblesse intrinsèque : elle ne permet pas de déterminer l’inclinaison de l’étoile par rapport à la ligne de visée, la vitesse mesurée est en réalité la vitesse multipliée par le sinus de l’inclinaison ( $v \sin i$ ). En particulier, il devient extrêmement difficile de mesurer la vitesse de rotation d’une étoile vue par le pôle, la vitesse enregistrée étant alors nulle<sup>3</sup> ( $v \sin i = v \times 0 = 0 \text{ km.s}^{-1}$ ). La méthode de l’élargissement spectral permet donc de donner seulement une limite inférieure de la vitesse de rotation.

L’autre méthode utilisée aujourd’hui permet de mesurer non pas la vitesse de rotation mais la période de rotation : c’est la méthode utilisée par Galilée 400 ans plus tôt lorsqu’il a mesuré la période de rotation du Soleil. Elle consiste à relever la courbe de lumière d’une étoile, autrement dit, à enregistrer le flux lumineux reçu au cours du temps. Dans le cas d’étoiles de faibles masses, les fluctuations observées sont alors essentiellement dues à la présence de taches à la surface de l’étoile. Et, bien que nous ne puissions résoudre spatialement ces taches, la diminution de flux lumineux permet de retrouver la période de rotation de ces étoiles. Les taches stellaires sont en réalité des zones plus froides que le reste de l’étoile (jusqu’à plusieurs milliers de kelvin de différence). Cette diminution soudaine de température est liée au champ magnétique local, celui-ci pouvant s’élever à plusieurs milliers de Gauss au centre des taches. Les taches stellaires sont donc associées à l’activité stellaire et à la capacité de l’étoile à générer un champ magnétique. Ceci implique que seules les étoiles possédant une enveloppe convective sont pourvues de taches stellaires, c’est-à-dire d’étoiles de types spectraux plus froids que F6, ou autrement dit, les étoiles de faible masse.

Les missions spatiales CoRoT et *Kepler* ont été très efficaces en la matière en scannant de manière très régulière le ciel grâce à un télescope capable de réaliser une photométrie de haute résolution permettant d’enregistrer lesdites courbes de lumière de plusieurs dizaines de milliers d’objets (34030 pour McQuillan et al. (2014)).

Cependant, il n’est jamais évident de déterminer de manière sûre la période de rotation. Par exemple, deux taches de tailles similaires, d’un côté et de l’autre de l’étoile peuvent apparaître comme une unique tache avec une vitesse de rotation deux fois plus importante. Les taches stellaires ne sont pas non plus des points fixes à la surface de l’étoile, elles sont le résultat d’une dynamique de surface dont la durée peut varier de quelques heures à plusieurs mois. Autrement dit, si la tache apparaît sur une durée plus courte que la période de rotation, retrouver la véritable durée de cette dernière devient alors très complexe. Enfin, les observations solaires ainsi que les simulations hydrodynamiques indiquent que les taches tendent à migrer vers l’équateur avant de disparaître (Balthasar et al. 1986; Brun 2014). Or, il a été montré que plus l’étoile est de faible masse, plus la zone convective de surface tend à tourner de manière différentielle (en latitude). Il n’existe donc plus de véritable période de rotation, chaque latitude en montrant une différente.

---

3. C’est cependant possible dans certains cas en rotation très rapide grâce à une mesure de l’assombrissement équatorial lié à la rotation

Mentionnons également que cette méthode coïncide avec la méthode du transit utilisée en planétologie pour caractériser les exoplanètes (Charbonneau et al. 2000). Des recouvrements peuvent donc exister, en particulier dans le cas de planètes massives proches de leur étoile, celles-ci peuvent apparaître comme des taches stellaires (bien que l'inverse soit plus courant).

### Amas ouverts

Les amas ouverts sont des groupes d'étoiles relativement importants (jusqu'à plusieurs milliers) dont on estime à partir du mouvement propre que les membres proviennent tous du même nuage initial. On donne donc un âge et une composition chimique initiales uniques à l'ensemble de ces étoiles. Généralement, ces amas sont plutôt jeunes car, au contraire de leurs globuleux cousins, les amas ouverts ne sont pas assez massifs pour être gravitationnellement liés sur le long terme, c'est-à-dire que l'amas tend à se déliter lorsqu'il vieillit. On distinguera parmi ces amas ouverts les zones de formation stellaire, correspondant aux plus jeunes des amas ( $< 10\text{Ma}$ ). Celles-ci font suite directement à l'effondrement et à la fragmentation d'un nuage moléculaire. Elles permettent en particulier de relever la variété des conditions initiales stellaires.

Les membres d'un amas ont donc en commun la même région de formation, et on peut, à partir de leur mouvement apparent, déterminer depuis combien de temps les étoiles ont été créées, soit l'âge de l'amas. Celui-ci peut également être retrouvé grâce à des isochrones réalisés à partir de grilles de modèles d'évolution stellaire.

Les données concernant les périodes de rotation dans les différents amas ainsi que dans les étoiles de pré-séquence principale sont maintenant suffisamment nombreuses pour permettre une étude statistique de la distribution de l'évolution des vitesses de surface pour les étoiles dans certaines gammes de masse. Un modèle d'évolution du moment cinétique des étoiles de faibles masses doit être compatible avec ces observations. La table 1.1 recense la liste la plus à jour des amas ouverts (avec leur âge) pour lesquels nous disposons de mesures des périodes de rotation des étoiles qui les composent. Ce type de données ne peut être utilisé pour contraindre les modèles d'évolution stellaire que si l'on connaît la masse des étoiles. Les masses des étoiles observées de chaque amas ont été déterminées par Gallet & Bouvier (2015) à partir des isochrones de Siess et al. (2000). Grâce à ces travaux, on peut représenter les périodes de rotation aux différents âges pour différentes gammes de masse. La figure 1.1 présente les périodes de rotation relevées dans les différents amas pour les différentes gammes de masse.

Enfin, l'une des questions restantes aujourd'hui est de savoir si l'on doit considérer le Soleil comme un rotateur particulier ou non. Autrement dit si l'on doit le prendre en référence comme les données statistiques obtenues dans les amas ou non. Certaines études (*e.g.* Lambert & Reddy 2004; Leão et al. 2015) montrent en effet que le Soleil n'est pas tout à fait dans la norme (lithium plus faible, vitesse de rotation légèrement moins élevée, etc...). Toutefois, dans le cadre de cette thèse, nous considérerons que le Soleil est une étoile de référence, du moins du point de vue de l'évolution du moment cinétique (dos Santos et al. 2016). Nous utiliserons donc le Soleil comme un moyen de calibrer nos modèles, autant structurellement qu'en terme de vitesse de rotation ou de distribution interne du moment cinétique.

### 1.2.2 Anomalie d'abondance : Lithium

Le lithium<sup>4</sup> est un élément produit par la nucléosynthèse primordiale et son abondance dans l'univers a donc des implications cosmologiques. Par exemple, la découverte de <sup>7</sup>Li dans des étoiles très pauvres en métaux (dites de Population II, voir Charbonnel & Primas 2005; Fu et al. 2015; Spite & Spite 1982; Talon & Charbonnel 2004a) a ouvert la possibilité d'obtenir la quantité initiale de lithium à la suite du Big-Bang.

4. Lorsque nous nous référerons au lithium, ce sera toujours pour parler de son isotope <sup>7</sup>Li qui est celui qui nous intéresse dans le cadre de l'évolution stellaire. L'isotope léger <sup>6</sup>Li ne représente que 7% des abondances observées et brûle à des températures plus faibles ( $T \sim 1.8 \times 10^6\text{K}$ ), sa contribution au contenu en lithium des étoiles est donc habituellement négligeable.

Amas	Âge (Ma)	Nombre d'objets obs.	Références
ONC	1,5	673	Rodríguez-Ledesma et al. (2009)
NGC 6530	2	1041	Henderson & Stassun (2012)
NGC 2264	3	182	Cieza & Baliber (2007)
Cep OB3b	4	459	Littlefair et al. (2010)
NGC 2362	5	271	Irwin et al. (2008a)
h Per	13	585	Moraux et al. (2013)
NGC 2547	35	175	Irwin et al. (2008c)
IC 2391	50	44	Irwin & Bouvier (2009)
$\alpha$ Per	80	66	Irwin & Bouvier (2009)
Pléiades	125	382	Hartman et al. (2010)
M 50	130	798	Irwin et al. (2009)
M 35	150	361	Meibom et al. (2009)
NGC 2516	150	309	Irwin et al. (2007)
M 34	220	82	Meibom et al. (2011b)
M 37	550	772	Hartman et al. (2009)
Praesepe	580	133	Agüeros et al. (2011); Delorme et al. (2011)
Hyades	625	69	Delorme et al. (2011)
NGC 6811	1000	70	Meibom et al. (2011a)
NGC 6819	2380	57	Brewer et al. (2016); Meibom et al. (2015)

TABLE 1.1 – Listes des amas ouverts de comparaison

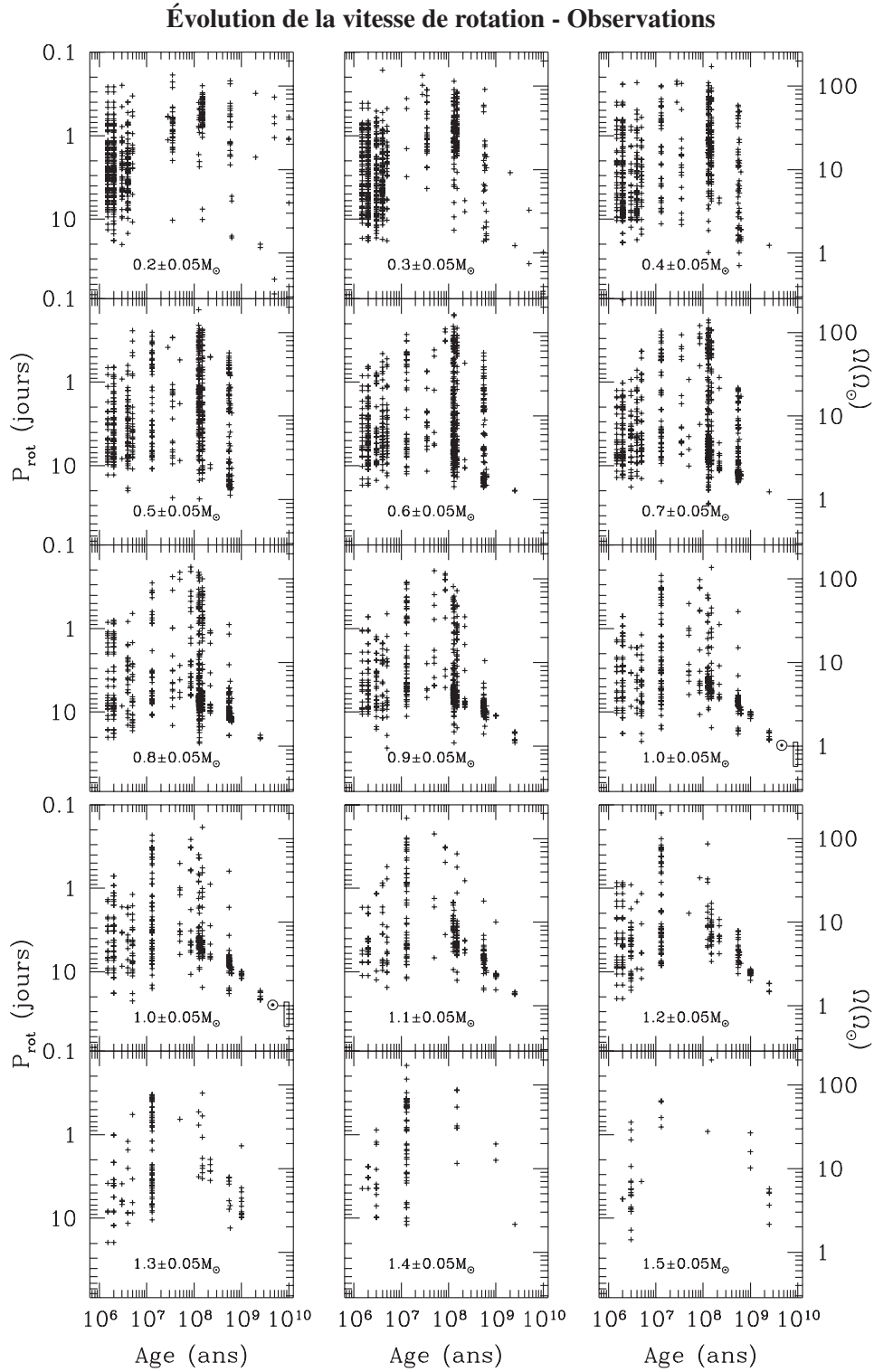


FIGURE 1.2 – Périodes de rotation observées rassemblées par Gallet & Bouvier (2013) et Bouvier et al. (2014). Les croix indiquent les membres des différents amas ouverts mentionnés dans la table 1.1.

## Évolution de l'abondance de lithium en surface - Observations

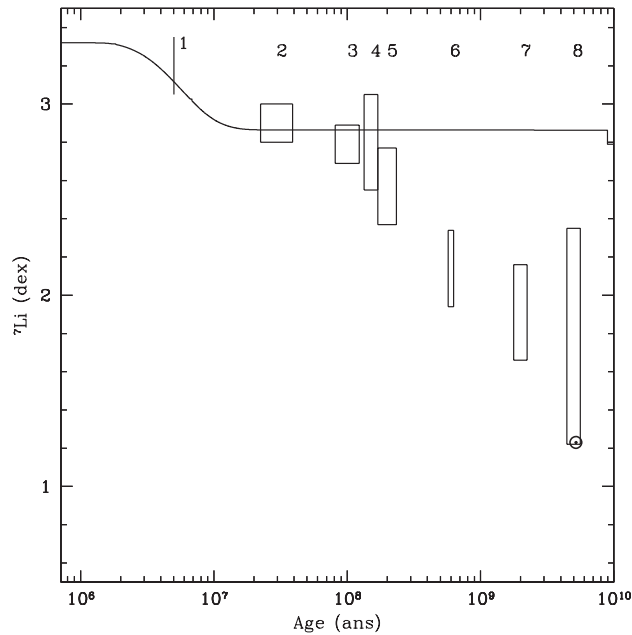


FIGURE 1.3 – Abondance de lithium (telle que  $\log N(H) = 12,00$ ) tracée au cours du temps pour les membres de plusieurs amas ouverts relevés par Sestito & Randich (2005), ayant une masse comprise entre  $0,7$  et  $1,1M_{\odot}$  (boîtes). Les numéros correspondent respectivement aux amas/groupes d'amas suivants : 1- NGC2264, 2- IC2391/IC2602/IC4665, 3- Pléiades/Blanco I, 4- NGC2516, 5- M34/M35/NGC6475, 6- Hyades/Praesepe/ComaBer/NGC6633, 7- NGC752/NGC3680/IC4651, 8- M67. La courbe noire indique l'évolution obtenue par un modèle standard d'une masse solaire à métallicité solaire calculé avec le code STAREVOL.

Le lithium a pour particularité d'être détruit à des températures relativement basses ( $T \sim 2,5 \times 10^6 \text{K}$ ), il ne peut donc survivre que dans les régions les plus externes des étoiles de faible masse. Dans le cas des étoiles de type solaire, la zone de destruction est située en dessous de l'enveloppe convective. Celle-ci ne peut donc pas porter le lithium de la surface jusqu'à une température suffisante et aucune déplétion (destruction) n'est visible alors. Cependant, les observations indiquent que l'abondance de lithium à la surface du soleil est considérablement diminuée comparée aux abondances météoritiques (que l'on suppose représentatives du système solaire primitif). Ceci est actuellement l'un des problèmes majeurs non résolu de la physique stellaire.

Pendant longtemps on a étudié les amas jeunes qui représentent de bons laboratoires pour les modèles d'évolution stellaire, pour le contenu en lithium de ses membres. Sur la figure 1.3 on montre l'évolution de l'abondance de surface du lithium d'un modèle standard d'une masse solaire à métallicité solaire ( $Z = 0,0134$ ) comparé aux abondances observées dans les amas ouverts. On remarque en particulier qu'à part la déplétion liée à l'évolution pré-séquence principale, le modèle ne permet pas de reproduire les observations, celles-ci montrant une déplétion en lithium au cours de la séquence principale.

L'existence de ce que l'on appelle la brèche du lithium pour les étoiles de type F ( $T_{\text{eff}} \in [6400; 6800] \text{K}$ ) pointe encore une fois les carences du modèle standard<sup>5</sup> qui ne peut la reproduire. Comme on le voit sur la figure 1.4, la brèche consiste en un domaine de température pour lequel on peut observer des variations de plus de deux ordres de grandeurs de l'abondance de lithium à l'âge des Hyades ou de Praesepe environ

5. Le modèle standard est défini comme un modèle stellaire pour lequel seules les équations de la structure et de la nucléosynthèse stellaires correspondante sont résolues (certains modèles intègrent également dans le modèle standard la diffusion microscopique des éléments chimiques).

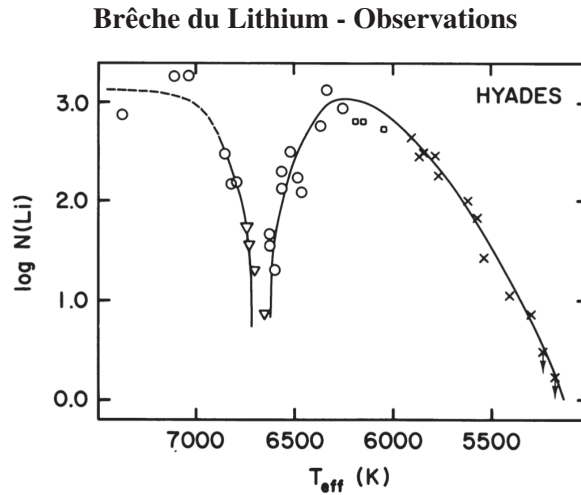


FIGURE 1.4 – Abondance de lithium en fonction de la température effective dans les Hyades, les lignes continues montrent un ajustement des données, figure extraite de Boesgaard & Tripicco (1986).

(*e.g.* Chaboyer 1998).

Plusieurs mécanismes capables de détruire le lithium ont été proposés pour expliquer ces traits observés dans plusieurs amas ouverts, dont les plus efficaces sont associés au transport de moment cinétique dans la zone radiative de l'étoile (Charbonnel & Talon 2005b). En effet, la rotation a pendant longtemps été considérée comme un agent naturel du mélange dans les étoiles. Les modèles d'évolution incluant un transport des éléments chimiques par les instabilités rotationnelles peuvent permettre entre autre d'expliquer le côté froid de cette brèche du lithium (en prenant en compte un freinage magnétique sur la séquence principale), et l'ensemble de la brèche lorsque ces instabilités sont couplées aux ondes internes de gravité (Charbonnel & Talon 2005b, voir chapitre 3).

Cependant, ces modèles en rotation indiquent que des taux de rotation plus importants entraînent une déplétion en lithium plus importante, en contradiction avec les observations indiquant que les rotateurs rapides sont ceux qui montrent le moins de déplétion pour le lithium (*e.g.* Bouvier et al. 2016). Les modèles avec rotation prédisent également une déplétion en lithium dans les amas ouverts plus importante que celle observée, et sont par exemple incapables, sans autres processus de transport, d'expliquer l'abondance en lithium actuelle du soleil (Charbonnel & Talon 2005a).

### 1.2.3 Astéro/Hélio-sismologie

Notre propre étoile-hôte, le Soleil, est celle que nous connaissons le mieux et celle sur laquelle nous pouvons obtenir les données les plus précises. Celle dont les mesures photosphériques et météoritiques permettent de connaître de façon détaillée sa composition chimique. Celle dont on peut mesurer avec la plus grande précision la luminosité, le rayon ou encore la masse grâce au mouvement des autres planètes du système solaire. Depuis la fin des années 1980, on peut même sonder l'intérieur du Soleil grâce à l'héliosismologie, l'étude des pulsations solaires. Ce nouveau diagnostic interne a permis d'obtenir dès le début des années 1990 de très bons diagnostics sur la structure interne et les processus régissant l'hydrodynamique interne (voir *e.g.* Bahcall & Ulrich 1988, et les références internes). Nous rappelons d'abord en quelques mots ce qu'est l'héliosismologie pour ensuite l'étendre à d'autres étoiles.

L'étoile peut être considérée comme une cavité sphérique sujette à des oscillations selon certains modes propres seulement. Ces modes normaux peuvent être résolus à la surface du soleil. Ceux-ci sont dépendants



**Profil de rotation du Soleil - Données héliosismiques**

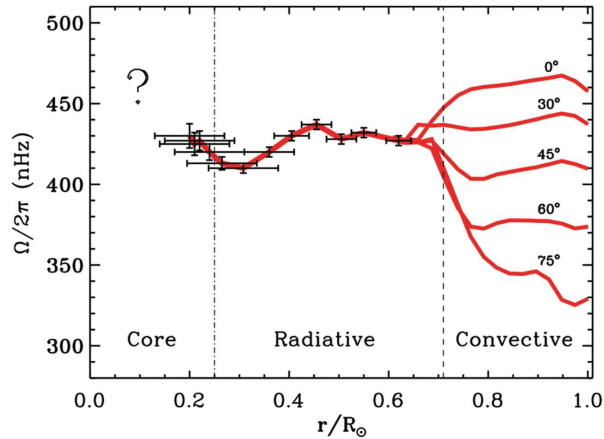


FIGURE 1.5 – Profil de rotation du Soleil en fonction du rayon et de la latitude. Figure extraite de García et al. (2007)

de la structure interne de l'étoile et se propagent dans celle-ci selon les mêmes lois que les ondes sismiques se propagent dans le manteau terrestre. De même que dans le cas terrestre, deux types d'ondes peuvent se propager, les modes dits de pression, appelés modes  $p$ , et les modes de gravité, dits modes  $g$ .

La période des oscillations observées à la surface du Soleil est très courte, d'environ 5 minutes. On explique ces oscillations à haute fréquence par l'interaction entre les modes excités et la turbulence de surface.

Jusqu'à présent, et ce depuis une vingtaine d'années maintenant, nous n'avons observé avec certitude dans le Soleil que des modes  $p$ , l'observation des modes  $g$  étant encore fortement discutée. Cela s'explique par la propagation des modes dans leurs cavités résonnantes propres. Ainsi, les modes de gravité sont très vite évanescents dans l'enveloppe convective, empêchant leur détection à la surface. Brown et al. (1989) ont pu grâce à l'information portée par les modes  $p$ , reconstituer pour la première fois le profil de rotation du Soleil à partir des données obtenues grâce au réseau GONG. Ils ont ainsi calculé le profil de rotation jusqu'à une profondeur de  $0,4R_{\odot}$ . Les observations et analyses les plus récentes sur le sujet pour tenter de détecter les modes de gravité solaires par García et al. (2011), permettent d'obtenir le profil de rotation jusqu'à  $R = 0,2R_{\odot}$ . Le profil obtenu est représenté sur la figure 1.5. On remarque en particulier que dans la zone convective, on retrouve bien la rotation différentielle en latitude observée en surface, mais que très vite lors de l'entrée dans la zone radiative, la rotation aux différentes latitudes se rejoint en une rotation quasi-solide de toute la région radiative.

Plus récemment, les missions spatiales CoRoT (Baglin et al. 2006) et *Kepler* (Gilliland et al. 2010) ont permis de confirmer la présence de ces oscillations de type solaire précédemment observées dans d'autres étoiles (*e.g.* Kjeldsen & Bedding 1995; Martić et al. 1999). En particulier, les modes de gravité permettent de sonder les régions les plus profondes de l'étoile car excités dans les zones les plus fortement stratifiées.

Ainsi, l'un des grands résultats de ces missions a été de montrer qu'il est possible de sonder les régions les plus profondes d'étoiles aussi étendues que des géantes rouges, et ce, grâce à l'astérosismologie (*e.g.* Beck et al. 2012; Mosser et al. 2012). En effet, l'existence de modes mixtes d'abord excités dans les régions centrales sous forme de modes de gravité, et propagés ensuite dans la zone convective sous forme d'ondes de pression permet d'obtenir des informations sur la structure et la rotation de la zone d'excitation, soit une région en plein cœur de l'étoile. Cette information sur la rotation différentielle à cette phase est extrêmement importante et permet en particulier de contraindre efficacement les processus de transport à l'œuvre dans la zone radiative au cours de la séquence principale des étoiles de faible masse.



### 1.3 Modélisation de la rotation stellaire

L'ensemble de ces observations indique l'existence de transport de moment cinétique dans les intérieurs des étoiles. L'échelle de temps caractéristique du transport peut être évaluée grâce aux modèles d'évolution mais la nature du processus de transport ne peut être déterminée qu'à l'aide d'une représentation la plus fidèle possible du processus étudié. Or, deux catégories de modèles ressortent : les modèles d'évolution du moment cinétique, auto-cohérents ou non, et les simulations (magnéto-)hydrodynamiques permettant une modélisation multidimensionnelle à haute résolution des processus de transport mais ne permettant pas de les étudier sur une échelle de temps séculaire, de l'ordre du temps de vie d'une étoile.

#### 1.3.1 Modèles d'évolution séculaire

Peu de modèles incluent un traitement cohérent du moment cinétique. Les premiers modèles remontent à Pinsonneault et al. (1990) et utilisent la théorie sur le freinage magnétique de Kawaler (1988) et du transport interne de moment cinétique de Endal & Sofia (1981) (transport purement diffusif). Ces modèles permettaient de reproduire globalement l'évolution de la rotation telle qu'observée dans les amas jeunes et prédisaient une rotation différentielle au cours de la séquence principale pour toutes les masses. Cependant, ils montraient alors que ni la rotation solide (transport infiniment efficace), ni la rotation entièrement différentielle n'étaient possible pour reproduire les observations. Mais le manque de simulations caractérisant les processus de transport et l'absence de contrainte sur la rotation interne (le profil de rotation du soleil n'avait été dérivé que l'année précédente) ne permettait de donner une échelle de temps de transport plus précise.

#### Modèles bi-zones

En parallèle, d'autres travaux tentent de contraindre le transport interne de moment cinétique à partir des observations (Allain 1998; Denissenkov et al. 2010; Eggenberger et al. 2016; Gallet & Bouvier 2013, 2015; Spada et al. 2016). Ces travaux consistent généralement à supposer l'existence de 2 régions dans l'étoile (l'une radiative, l'autre convective) et à étudier l'échange de moment cinétique entre ces deux régions au cours de l'évolution. Ces modèles dits bi-zones sont utilisés depuis le début des années 1990 (MacGregor & Brenner 1991) en particulier pour étudier le découplage du cœur radiatif accéléré lors de la contraction stellaire initiale et de l'enveloppe convective, ralentie par l'extraction de moment cinétique liée à l'interaction du vent et de la magnétosphère stellaires. On détermine la quantité de moment cinétique que doivent échanger de manière instantanée la zone radiative et la zone convective pour avoir la même vitesse de rotation à chaque instant. Cette quantité échangée entre les deux régions est alors diluée sur un temps caractéristique  $\tau_c$  associé à un processus de transport potentiel :

$$\Delta J = \frac{I_{rad} I_{conv} (\Omega_{rad} - \Omega_{conv})}{I_{rad} + I_{conv}} \quad (1.1)$$

avec  $\Delta J$  la quantité de moment cinétique échangée entre les deux régions,  $I_{rad}$ ,  $I_{conv}$  les moments d'inertie des zones radiative et convective et  $\Omega_{rad}$  et  $\Omega_{conv}$  les taux de rotation associés à ces deux régions.  $\tau_c$  est alors la variable du modèle, on peut ainsi donner une échelle de temps caractéristique pour un processus de transport. Celle-ci peut être considérée comme étant constante (e.g. Gallet & Bouvier 2015) ou variable en fonction de certaines propriétés associées à la rotation (comme le rapport des taux de rotation dans Spada et al. 2010, 2011). Ces modèles tendent à montrer que ce découplage est suivi d'une phase de re-couplage du cœur et de l'enveloppe, permettant ainsi de reproduire le profil de rotation plat associé au cas solaire. Les temps caractéristiques de couplage sont habituellement de l'ordre de plusieurs dizaines de millions d'années et varient en fonction de la quantité de moment cinétique initiale : les rotateurs rapides demandent

Modèles bi-zone - Comparaison aux observations

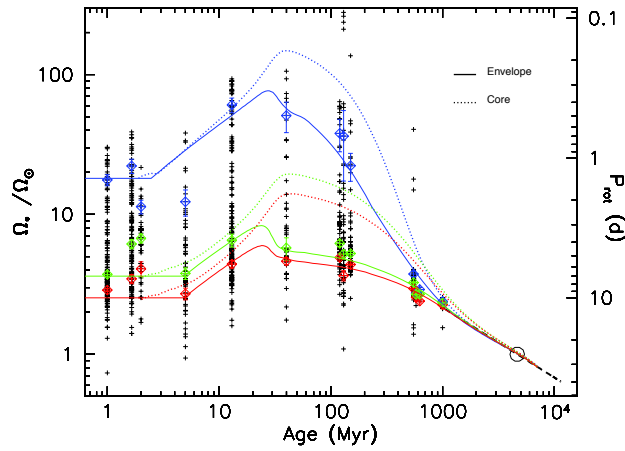


FIGURE 1.6 – Figure extraite de Gallet & Bouvier (2013). Évolution de la rotation de surface (trait plein) et du cœur radiatif (trait pointillé) au cours de l'évolution pour un modèle de  $1,0M_{\odot}$ . Les amas et périodes de rotation utilisés sont indiqués dans Gallet & Bouvier (2013). Les symboles bleu, vert et rouge représentent respectivement le neuvième décile, la médiane et le premier quartile de chaque distribution, les courbes aux couleurs correspondantes tendent à reproduire ces distributions.

un temps de couplage plus court (plus proche de la rotation solide) pour reproduire les observations et les rotateurs lents doivent avoir un temps de couplage plus long.

Plus récemment, une autre contrainte pour le transport interne est apparue : les observations astérosismiques ont montré que les géantes semblent avoir un cœur en rotation relativement rapide avec une enveloppe en rotation plus lente (Deheuvels et al. 2014; Mosser et al. 2012). Des modèles bi-zones ont permis de contraindre partiellement l'efficacité du processus de transport attendu (Spada et al. 2016). Les auteurs ont remarqué que les échelles de temps caractéristiques du transport étaient sensiblement différentes de celles utilisées pour reproduire les observations de périodes de rotation dans les amas jeunes. Ces modèles seront abordés dans le chapitre 4.

1.3.2 Simulations multidimensionnelles

La rotation étant un problème intrinsèquement multi-dimensionnel, il nécessite donc une modélisation au moins bi-dimensionnelle. De plus, plusieurs instabilités qui y sont liées génèrent de la turbulence, qui est elle-même un processus tri-dimensionnel. L'étude de ces processus (mouvements bi-dimensionnels à grande échelle ou turbulence stellaire tri-dimensionnelle) nécessite donc des codes appropriés à partir desquels un nombre réduit d'hypothèses peut être fait lors de l'adaptation théorique et numérique de ces processus à une dimension dans les codes d'évolution stellaire.

Ainsi, les travaux de Rieutord (2006) à l'aide du code ESTER, permettent de modéliser de manière tout à fait cohérente et complète, le transport associé à la circulation méridienne dans les zones radiatives. En particulier, les modèles d'Hypolite & Rieutord (2014) pour des étoiles de pré-séquence principale montrent l'existence d'une circulation complexe dans la zone radiative en contraction, avec la mise en place de multiples boucles et un transport associé tout aussi complexe. Parallèlement, les travaux de Garaud & Kulenthirarajah (2016); Prat et al. (2016); Prat & Lignières (2014) sur l'instabilité de cisaillement vertical, les travaux de Kitchatinov & Brandenburg (2012) sur l'anisotropie de la turbulence dans les zones radiatives stellaires ou de Rüdiger et al. (2015) sur le transport de moment cinétique par le champ magnétique sont

autant d'avancées qui permettent au mieux de caractériser les différents processus de transport. Cependant, aucun de ces modèles, aucun de ces codes n'est aujourd'hui capable de poursuivre un calcul sur une échelle de temps typique de l'évolution stellaire.

## 1.4 Plan

Dans le cadre de cette thèse, nous utiliserons les prescriptions existantes dans la littérature liées au transport de moment cinétique, que nous couplerons à des modèles d'extraction du moment cinétique par les vents magnétisés pour modéliser le transport de moment cinétique dans les intérieurs stellaires. Ceci dans le but de comprendre l'évolution précoce de la rotation des étoiles jeunes de faible masse grâce à des modèles d'évolution stellaire auto-cohérents.

Dans le deuxième chapitre, nous décrirons le modèle standard et passerons en revue l'évolution d'une étoile jeune telle que décrite par ce modèle standard. Le chapitre trois décrit les processus liés à la rotation tels qu'ils sont utilisés au cours de cette thèse, du transport interne de moment cinétique par les différentes instabilités jusqu'à l'extraction de moment cinétique par le couplage entre les vents stellaires et la magnétosphère. Dans le chapitre suivant, nous décrirons nos résultats concernant l'évolution du moment cinétique d'une étoile de  $1,2M_{\odot}$  du début de la pré-séquence principale jusqu'à un stade avancé sur la branche des géantes. Le chapitre cinq est consacré à la description et à l'analyse de la grille de modèles d'évolution que nous avons calculée pour des étoiles de type solaire ( $M \in [0,2; 1,5]M_{\odot}$ ) en rotation (trois périodes de rotation initiales) à différentes compositions chimiques ( $[Fe/H] = -0,5; 0; +0,5$ ). Enfin, le dernier chapitre compile trois articles rédigés dans le cadre de cette thèse pour lesquels la grille de modèles a été utilisée au cours de son développement.

## Chapitre 2

# Modèle standard et hypothèses du code STAREVOL

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Équations de la structure stellaire</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>2.2</b>	<b>Convection</b> . . . . .	<b>17</b>
<b>2.3</b>	<b>Équation d'état</b> . . . . .	<b>17</b>
<b>2.4</b>	<b>Opacité</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.5</b>	<b>Perte de masse</b> . . . . .	<b>18</b>
2.5.1	Reimers (1975) . . . . .	18
2.5.2	Cranmer & Saar (2011) . . . . .	18
<b>2.6</b>	<b>Atmosphère</b> . . . . .	<b>19</b>
2.6.1	Les fonctions de <i>Hopf</i> . . . . .	19
2.6.2	Modèles d'atmosphère PHOENIX . . . . .	21
<b>2.7</b>	<b>Calibration solaire</b> . . . . .	<b>22</b>
2.7.1	Calibration standard . . . . .	22
2.7.2	Calibration avec transport rotationnel et diffusion microscopique . . . . .	23
<b>2.8</b>	<b>Evolution des étoiles jeunes de faible masse</b> . . . . .	<b>24</b>
2.8.1	Formation-classe 0 et I . . . . .	24
2.8.2	Phase T-Tauri . . . . .	26
2.8.3	Tracé de Hayashi . . . . .	26
2.8.4	Fusion du deutérium . . . . .	27
2.8.5	Fusion du lithium . . . . .	28
2.8.6	Zone radiative . . . . .	28
2.8.7	Coeur convectif . . . . .	28
2.8.8	ZAMS (Zero-Age-Main-Sequence) . . . . .	29
2.8.9	Séquence Principale . . . . .	29

---

Un modèle standard d'évolution stellaire décrit l'évolution de la structure et de la composition chimique d'un plasma soumis à sa propre gravité et entretenu par des réactions de fusion nucléaire dans ses régions les plus chaudes. Ce type de modèle ne tient pas compte de la présence d'un champ magnétique ou de la rotation de l'étoile. L'ensemble des modèles qui seront utilisés dans ce chapitre et par la suite est le résultat de calculs avec le code STAREVOL décrit initialement dans Mowlavi & Forestini (1994). Dans ce chapitre, je donne un descriptif des ingrédients physiques et méthodes numériques utilisés dans le code STAREVOL pour les modèles calculés au cours de cette thèse.

## 2.1 Équations de la structure stellaire

Les équations de la structure stellaire sont écrites de façon lagrangienne, en fonction de deux variables indépendantes : la variable temporelle ( $t$ ) et une seule variable spatiale, la masse contenue dans une sphère de rayon  $r$  donné :  $m_r = \int_0^r \rho 4\pi r'^2 dr'$ .

Les équations de conservation de la quantité de mouvement, de la masse, de la chaleur et de la conservation de l'énergie nous donnent le système à résoudre. Il est également possible de rajouter une équation supplémentaire afin d'aider à la convergence du calcul. En effet, on se place généralement dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique et on suppose que la vitesse lagrangienne est nulle ( $u(r) = 0$ ) mais en pratique, on résout l'équation de la vitesse lagrangienne (Eq. 2.1) lorsqu'on s'éloigne de l'équilibre hydrostatique. Ceci permet de prendre en compte les mouvements de matière rapides (perte de masse ou évolution structurale trop rapide), la variable alors ajoutée est la vitesse lagrangienne  $u(r)$ .

$$\frac{Dr}{Dt} = u(r) \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m_r} \quad (2.2)$$

$$\frac{Du}{Dt} = - \left( 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m_r} + \frac{Gm_r}{r^2} \right) \quad (2.3)$$

$$d \ln T = - \nabla_* \left( \frac{Gm_r}{r^2} + \frac{D^2 r}{Dt^2} \right) \frac{dm_r}{4\pi r^2 P} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial L}{\partial m_r} = \varepsilon_{\text{nuc}} - \varepsilon_{\nu} + \varepsilon_{\text{grav}}, \quad (2.5)$$

avec  $\nabla_* = \frac{d \ln T}{d \ln P}$  le gradient de température défini plus bas,  $\varepsilon_{\text{nuc}}$  le terme de production d'énergie nucléaire,  $\varepsilon_{\nu}$  la quantité d'énergie portée par les neutrinos,  $\varepsilon_{\text{grav}}$  la variation d'énergie interne du plasma et  $\rho$  la densité. Ce système est résolu suivant la méthode de Newton-Raphson en partant de la solution du pas de temps précédent. Nous verrons lorsque nous aborderons les effets de la rotation que certaines de ces équations seront modifiées. Les conditions de bord externes sont, elles, données par des modèles d'atmosphère choisis. (voir Sect. 2.6)

Enfin, l'évolution d'une espèce chimique  $i$  de fraction molaire  $Y_i$  au cours du temps suit une équation de la forme :

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_k (r_{ki} - r_{ik}) \quad (2.6)$$

où  $r_{ki}$  et  $r_{ik}$  sont les termes de production ou de destruction par réactions nucléaires de l'espèce  $i$  avec l'espèce  $k$ . Le réseau nucléaire que l'on utilise ici comporte 53 nucléides, allant du proton  $^1\text{H}$  au  $^{37}\text{Cl}$ . Les taux de réaction ont été mis à jour au cours de la thèse, passant des tables NACRE à NACRE 2 (Aikawa et al. 2005; Arnould et al. 1999; Xu et al. 2013), modifiant surtout les taux concernant les éléments légers,  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  et  $^8\text{B}$ .

Le gradient de température  $\nabla_*$  est défini comme suit, respectivement dans les régions radiatives et convectives de l'étoile :

$$\nabla_* = \frac{d \ln T}{d \ln P} = \begin{cases} \nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{\kappa L_P P}{m_P T^4} \\ \nabla_{\text{conv}} \end{cases} \quad (2.7)$$

$T$  et  $P$  étant respectivement la température et la pression.  $\kappa$  représente l'opacité de Rosseland,  $a = 4\sigma/c$  avec  $c$  la célérité de la lumière<sup>1</sup> et  $\sigma$  la constante de Stefan<sup>2</sup>.  $L_P$  est la luminosité à un isobare donné et  $m_P$  est la masse contenue sous cet isobare. Le gradient adiabatique  $\nabla_{\text{conv}}$  intervient quand les particules de fluide en mouvement n'échangent plus de chaleur avec leur milieu environnant. Il est défini dans l'équation d'état par :

$$\nabla_{\text{conv}} = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_{\text{ad}} = \frac{P \delta}{C_P \rho T} \quad (2.8)$$

avec  $C_P$  la capacité calorifique massique et  $\delta = - \left. \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right|_{P, \mu}$

## 2.2 Convection

Nous utilisons le critère de Schwarzschild comme critère de convection, le milieu est convectif lorsque :

$$\nabla < \nabla_{\text{conv}} \quad (2.9)$$

La convection est traitée dans le code grâce au formalisme de la longueur de mélange (MLT pour "mixing length theory" (*e.g.* Böhm-Vitense 1958)). Ce formalisme donne une échelle moyenne aux mouvements convectifs : on considèrera qu'une particule fluide parcourra en moyenne une longueur  $\Lambda$ , qui est un multiple de l'échelle de hauteur de pression  $H_P$ <sup>3</sup>, avant de se fondre dans le milieu environnant. On préférera utiliser le paramètre normalisé  $\alpha_c = \Lambda/H_P$ . Ce paramètre est calibré avec l'abondance initiale d'Hélium de manière à reproduire les propriétés globales actuelles du Soleil (voir sect. 2.7).

## 2.3 Équation d'état

L'équation d'état utilisée est décrite en détail dans Siess et al. (2000), elle est basée sur l'expression donnée par Pols et al. (1995). L'équation d'état est en particulier fonction de la dégénérescence électronique et non de la pression ou de la densité, ce qui rend plus aisé la détermination de l'état d'ionisation d'un élément ou non. En plus du formalisme de Pols et al. (1995), la fonction de partition relative à  $H_2$  est donnée par Irwin (1987) (remplaçant celle de Vardya (1960) dans le formalisme de Pols et al. (1995)) et elle prend en compte dans l'équation de Saha l'ion  $H^-$ . Ces deux éléments sont particulièrement importants dans le cas du calcul d'étoiles de faibles masses car l'hydrogène moléculaire présent dans les couches superficielles de l'étoile représente alors une fraction non négligeable de la masse d'hydrogène. L'ion  $H^-$  reste quant à lui faible en quantité mais augmente fortement l'opacité du milieu.

1.  $c = 299792458 \text{ m.s}^{-1}$

2.  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-4}$

3. Distance au delà de laquelle la pression est divisée par  $e$  :  $H_P \equiv - \frac{dP}{dP}$

## 2.4 Opacité

On détermine l'opacité de Rosseland<sup>4</sup> du milieu en interpolant dans des tables donnant, en fonction de la composition, l'opacité. Les tables utilisées sont données par Ferguson et al. (2005) en dessous de 8000K, en milieu froid, et obtenues sur le site d'OPAL<sup>5</sup> et adaptées aux abondances correspondantes pour les températures supérieures à 8000K. La modification du point de jonction ne modifie pas la structure de la photosphère ; cependant elle peut modifier le profil de température sous celle-ci et le profil gradient radiatif dans le cas des enveloppes les plus froides.

## 2.5 Perte de masse

### 2.5.1 Reimers (1975)

On utilise à partir de la séquence principale dans le cas sans rotation l'expression empirique de Reimers (1975) et ce jusqu'en haut de la branche des géantes :

$$\dot{M} = \eta \frac{LR}{M} \times 3,98 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \quad (2.10)$$

avec un coefficient  $\eta = 0,5$ . Il est à noter que cette prescription n'est pas applicable dans le cas de la pré-séquence principale. En effet, sa dépendance à la luminosité provoquerait de très fortes pertes de masse dès cette phase.

### 2.5.2 Cranmer & Saar (2011)

Dans le cas avec rotation, l'expression donnée par Cranmer & Saar (2011) détaillée ci-dessous est par contre théoriquement applicable depuis la pré-séquence principale jusqu'en haut de la branche des géantes. L'expression de la perte de masse donnée par Cranmer & Saar (2011) est semi-empirique, semi-analytique, issue de l'hypothèse d'une perte de masse à deux composantes : une composante chaude portée par la couronne stellaire et dépendante de la pression de radiation à la surface de l'étoile, et une composante froide liée au gradient de pression créé par les ondes d'Alfvén et donc au champ magnétique stellaire. La manière dont ce dernier est déterminé est précisée dans le chapitre suivant en rapport avec la rotation et les pertes de moment cinétique (Sect. 3.3). La perte de masse combinée est exprimée sous la forme

$$\dot{M} \sim \dot{M}_{\text{froid}} + \dot{M}_{\text{chaud}} \exp(-4M_{A,TR}^2) \quad (2.11)$$

avec  $\dot{M}_{\text{froid}}$  et  $\dot{M}_{\text{chaud}}$  les pertes de masses "froide" et "chaude" et  $M_{A,TR}$  étant le nombre de Mach alfvénique ( $u/V_A$  avec  $V_A$  la vitesse d'Alfvén et  $u$  la vitesse radiale du vent stellaire) dans ce que Cranmer & Saar (2011) définissent comme la région de transition (limite entre la chromosphère et la couronne). Les termes sont ainsi définis :

$$\dot{M}_{\text{chaud}} \equiv \rho u A = \frac{4\pi R_*^2 f_{TR}}{V_{\text{esc}}^2} \Delta F_H \quad (2.12)$$

avec  $R_*$  le rayon stellaire et  $V_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_*/R_*}$  la vitesse d'échappement,  $f_{TR}$  est un facteur de remplissage qui indique la fraction de la surface stellaire (au rayon de transition  $R_{TR} \sim R_*$ ) couverte par les régions actives (Saar 1996), enfin,  $\Delta F_H$  donne la différence entre le flux d'énergie associé au chauffage à la région de transition et le flux de chaleur porté par la conduction thermique seulement.

$$\dot{M}_{\text{froid}} = 4\pi r_{\text{crit}}^2 u_{\text{crit}} \rho_{\text{crit}} \quad (2.13)$$

4. Moyenne harmonique de l'opacité.

5. <http://opalopacity.llnl.gov/opal.html>

avec la vitesse critique du vent telle que  $u_{\text{crit}}^2 = 0.25v_{\perp}^2 \left( \frac{1+3M_A}{1+M_A} \right)$ , définie comme la vitesse transversale des modes d'Alfvén  $v_{\perp}$  modulée par une fonction du nombre de Mach alfvénique  $M_A$ . Enfin,  $r_{\text{crit}}$  et  $\rho_{\text{crit}}$  sont respectivement le rayon et la densité au point critique défini comme le rayon auquel la vitesse du vent égale la vitesse du son (modifiée par les ondes d'Alfvén, voir Cranmer & Saar (2011); Holzer et al. (1983)).

## 2.6 Atmosphère

Les étoiles jeunes et/ou de faible masse se caractérisent par une importante enveloppe convective suffisamment froide et peu dense pour que puissent se former des molécules à leur surface. Celles-ci, de part leur section efficace plus importante et surtout de part la multiplicité des transitions électroniques possibles, augmentent très fortement l'interaction du plasma avec les photons et donc l'opacité du milieu. Celle-ci étant ainsi modifiée, le gradient radiatif l'est aussi, ce qui impacte directement les modèles d'évolution stellaire. L'approximation diffusive habituellement faite sur l'équation de transfert radiatif n'est plus valide dans les régions les plus superficielles (Morel et al. 1994) : cela signifie que le libre parcours moyen des photons dans l'atmosphère n'est plus assez court pour recourir à l'hypothèse de l'équilibre thermique local et que la radiation n'est plus isotrope, en particulier orientée de l'intérieur vers l'extérieur de l'étoile. On se doit alors d'adapter les conditions aux limites adoptées et d'utiliser des modèles d'atmosphères prenant en compte une partie au moins de ces écarts à l'équilibre.

### 2.6.1 Les fonctions de Hopf

Rappelons d'abord quelques notions relatives au traitement de l'atmosphère dans des modèles d'évolution stellaire.

Dans la partie externe de l'étoile la densité est tellement faible ( $\sim 10^{-8}$  g.cm $^{-3}$ ) que la stratification en masse ne signifie plus grand chose. On définit alors une profondeur dans les couches externes qui dépend également de l'opacité du milieu, on parlera de profondeur optique

$$\tau = \int_r^{\infty} \kappa \rho dr = \bar{\kappa} \int_r^{\infty} \rho dr \quad (2.14)$$

L'opacité de Rosseland moyenne  $\bar{\kappa}$  est moyennée sur l'ensemble de l'atmosphère jusqu'à l'infini (en théorie) ou la limite du modèle ( $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$  dans notre cas) et sur l'ensemble des longueurs d'onde ; c'est l'hypothèse faite sur une atmosphère dite "grise". On définit la photosphère du modèle stellaire comme étant située à une profondeur  $\tau = 2/3$ , profondeur à laquelle les grandeurs effectives telles que le rayon, la température effective ou la luminosité de l'étoile sont définies.

La température des couches atmosphériques est définie dans le cas de l'*approximation d'Eddington* comme

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 \left( \tau + \frac{2}{3} \right) \quad (2.15)$$

qui donne  $T = T_{\text{eff}}$  pour  $\tau = 2/3$ . Cette approximation est valable si l'on considère que l'intensité moyenne du rayonnement varie linéairement avec la profondeur optique. Lorsque l'on s'éloigne de cette condition, on pose alors

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 (\tau + q(\tau)), \quad (2.16)$$

avec  $q(\tau)$  la fonction de Hopf. Celle-ci intervient dans l'équation de la chaleur décrite dans le §2 en modifiant l'opacité  $\kappa$  présente dans l'expression du gradient radiatif  $\nabla_*$ . Cette fonction de la profondeur optique



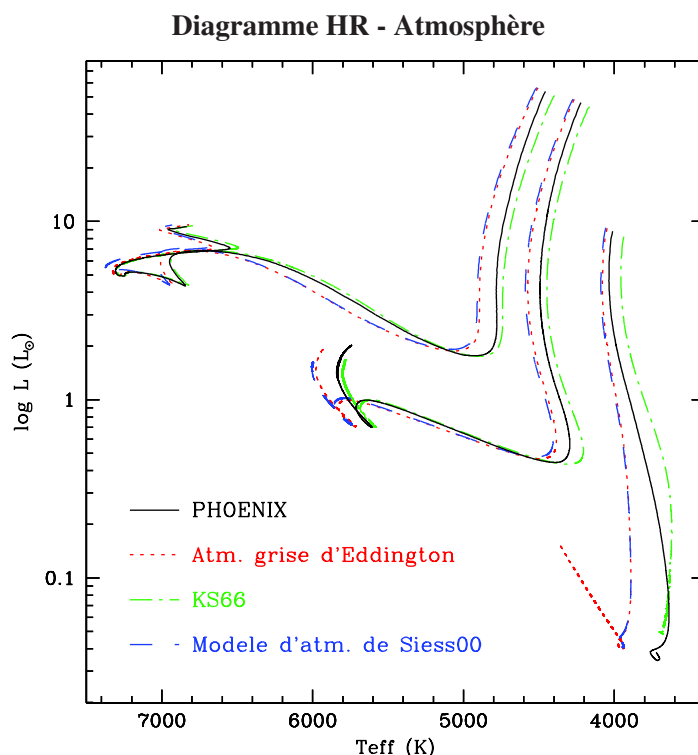


FIGURE 2.1 – Évolution dans le diagramme de Hertzsprung-Russel de trois modèles de 0,5, 1,0 et 1,5  $M_{\odot}$  avec les effets de différents traitements de l’atmosphère

permet de compenser en partie les effets de l’opacité à basse température. Un certain nombre d’expressions de  $q(\tau)$ , tabulées ou analytiques ont été déterminées à partir du Soleil. On peut citer en particulier la première expression tabulée de Hopf (1930) lui-même et l’expression analytique donnée par Krishna Swamy (1966). Ces formalismes analytiques sont extrêmement pratiques lorsqu’il s’agit de les implémenter dans un code d’évolution car il est alors très facile d’en calculer la dérivée nécessaire lors du calcul de la structure stellaire.

Ainsi, au début de cette thèse, les premiers modèles ont été calculés avec une atmosphère grise d’Eddington,  $q(\tau) = \text{constante}$ . Très vite, j’ai implémenté l’expression analytique de Krishna Swamy (1966) qui donne une première approximation des effets de l’atmosphère sur le diagramme HR (voir figure 2.1). Dans cette expression,  $q(\tau)$  est variable avec la profondeur optique :

$$q(\tau) = 1,39 - 0,815e^{-2,54\tau} - 0,025e^{-30\tau}. \quad (2.17)$$

Comme on le voit sur la figure 2.1, la différence est déjà notable pour les modèles les moins massifs. Cependant, l’ajustement du profil de température par Krishna-Swamy a été fait dans l’hypothèse d’une atmosphère similaire au Soleil, c’est-à-dire avec un flux convectif en surface faible comparé au flux radiatif émergent. Elle ne s’applique donc théoriquement pas à des étoiles de plus faible masse, possédant une enveloppe convective plus conséquente.

Dans un second temps, j’ai recalculé des modèles avec l’expression analytique utilisée par Siess et al. (2000) qui prend en compte la dépendance de la fonction à la température effective, la métallicité et à la gravité effective. La fonction  $q(\tau)$  est basée cette fois sur des modèles d’atmosphères spécialement réalisés pour des naines froides : Plez (1992) - Eriksson (com. privée) - Kurucz (1991) respectivement pour les

gammes de température 2500K-4000K, 4000K-5500K et au-delà de 5500K. Cependant, les résultats montrés sur la figure 2.1 indiquent que la température effective est (légèrement) augmentée par l'effet de l'atmosphère alors que celle-ci, en prenant en compte des espèces chimiques supplémentaires pour l'opacité, devrait au contraire diminuer la température de surface de l'étoile. STAREVOL ayant subi de nombreuses modifications depuis la version utilisée par Siess et al. (2000), il est difficile de dire précisément ce qui a induit ce changement de comportement et à quel moment, mais le résultat est loin d'être concluant.

### 2.6.2 Modèles d'atmosphère PHOENIX

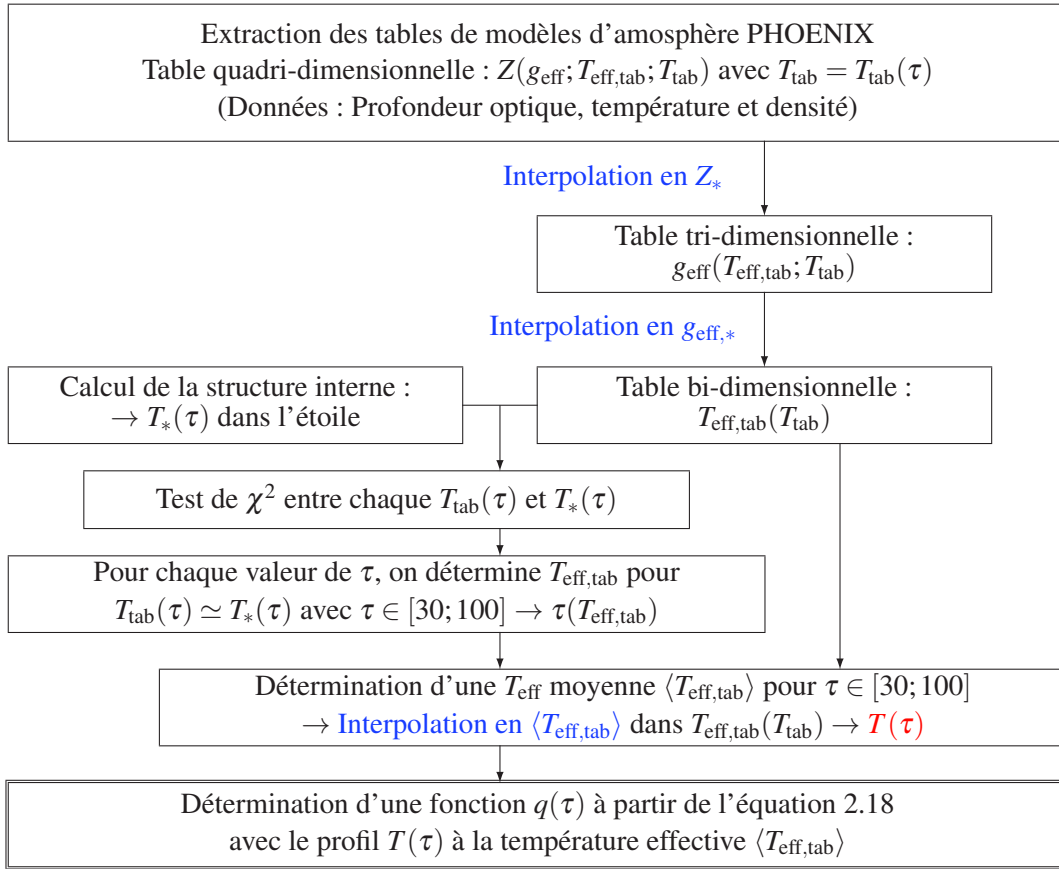
La différence entre modèles d'évolution avec et sans traitement particulier pour l'atmosphère pouvant s'élever jusqu'à plusieurs centaines de Kelvin pour les étoiles de faibles masses (voir figure 2.1), on se doit de soigner ce point lors du calcul d'une grille de modèles PMS et d'utiliser des modèles d'atmosphères cohérents avec le calcul de la structure interne. (e.g. Baraffe et al. 1998; Morel et al. 1994; Tognelli et al. 2011) Nos modèles d'évolution sont calculés à partir des abondances solaires données par Asplund et al. (2009). Par un souci de cohérence, j'ai sélectionné des modèles d'atmosphères calculés avec ces mêmes abondances. J'ai finalement choisi la grille de modèle PHOENIX dans sa version BT-Settl (Allard et al. 2012) avec les abondances d'Asplund et al. (2009) car elle s'étend sur une large gamme de températures effectives ( $T_{\text{eff}} = 2600K; 70000K$ ), de gravités effectives ( $\log g_{\text{eff}} = -0.5; +6.0$ ) et de métallicités ( $[Fe/H] = -4; +0, 5$ ).

L'utilisation de modèles d'atmosphère comme condition de bord d'un modèle d'évolution est maintenant chose relativement commune lors du calcul de modèles d'étoiles de faibles masses, mais tous les codes ne traitent pas la partie atmosphérique de la même façon. La plupart des codes d'évolution découplent le calcul de la structure interne et le calcul de l'atmosphère en faisant un certain nombre d'hypothèses, valides dans la plupart des cas. Dans les régions les plus externes de l'étoile, typiquement, au-delà de  $\tau = 10$  (Trampedach et al. 2014), on admet que la production d'énergie nucléaire est complètement négligeable, que la luminosité est donc constante et que la masse ne varie plus. Cela demande alors de résoudre un jeu d'équations simplifié dans les régions atmosphériques, différent de celui utilisé pour le reste de la structure interne. Dans STAREVOL il n'y a pas cette distinction. On décide donc pour traiter l'atmosphère correctement d'avoir recours à la fonction de Hopf qui est estimée à partir de modèles d'atmosphères dédiés, ici les modèles PHOENIX. La fonction de Hopf  $q(\tau)$  s'écrit sous la forme :

$$q(\tau) = 4/3 \left( \frac{T(\tau)}{T_{\text{eff}}} \right)^4 - \tau, \quad (2.18)$$

avec  $T(\tau)$  le profil de température extrait des modèles d'atmosphères réduits et tabulés et  $T_{\text{eff}}$  la température effective donnée par la table.

Pour retrouver ce profil de température, j'ai mis en place la procédure suivante :



## 2.7 Calibration solaire

### 2.7.1 Calibration standard

La plupart des abondances d'espèces chimiques dans le Soleil peuvent être mesurées par spectroscopie mais certains éléments, et en particulier l'hélium, dérogent à la règle et ne peuvent être estimés que par des modèles d'évolution stellaires ou grâce à l'héliosismologie. Un moyen de retrouver la quantité initiale d'hélium ( $Y_{\text{ini}}$ ) solaire consiste à l'ajuster de façon à pouvoir reproduire le Soleil d'aujourd'hui. Une quantité d'hélium plus importante diminuera l'opacité globale et donnera une étoile plus compacte, plus chaude et légèrement plus lumineuse et l'inverse pour une quantité d'hélium plus faible à métallicité fixée.

Un autre paramètre demande à être calibré pour reproduire la structure du Soleil aujourd'hui, le paramètre de longueur de mélange  $\alpha_c$  (voir Sect. 2) qui comprend l'ensemble des incertitudes liées au traitement de la convection.

De manière à donner une valeur à ces deux paramètres, on suit un schéma itératif testant 4 modèles d'une masse solaire arrivant à l'âge du soleil, avec plus ou moins d'hélium et une longueur de mélange plus ou moins grande.

De l'erreur de ces 4 modèles par rapport au Soleil, on en déduit une nouvelle valeur pour les deux paramètres qui serviront à nouveau à calculer 4 modèles. Et ainsi de suite jusqu'à arriver à une luminosité et un rayon égaux à ceux du soleil d'aujourd'hui à  $10^{-5}$  près, ceux-ci étant fixés comme indiqué dans la table 2.1. Suivant la physique utilisée, les valeurs diffèrent considérablement, on utilisera toujours les abondances solaires déterminées par Asplund et al. (2009) :

Quantité	Valeur solaire	Références
Masse	$1,9891 \cdot 10^{33}$ g	Bahcall et al. (1995)
Rayon	$6,9599 \cdot 10^{10}$ cm	Allen (1976)
Luminosité	$3,846 \cdot 10^{33}$ erg.s <sup>-1</sup>	Bahcall et al. (1995)
Âge	$4,57 \cdot 10^9$ ans	Wasserburg (annexe de Bahcall et al. 1995)
$(Z/X)_{\odot}$ (photosphérique)	0.0181	Asplund et al. (2009)

TABLE 2.1 – Données solaires extraites de la littérature utilisées dans le cadre des calibrations solaires réalisées ici

- Avec une atmosphère grise :  $Y_{\text{ini}} = 0,26885$  et  $\alpha_c = 1,6267$
- Avec une atmosphère utilisant l’expression de Krishna-Swamy :  $Y_{\text{ini}} = 0,26855$  et  $\alpha_c = 1,702$
- Avec une atmosphère déterminée à partir des grilles de modèles PHOENIX :  $Y_{\text{ini}} = 0,2676$  et  $\alpha_c = 1,973$ .

Il est à noter que les calibrations réalisées ici n’ont pas la prétention d’être des calibrations sismiques : elles ne permettent ni de reproduire le profil de vitesse du son héliosismique (voir fig. 2.2), ni le flux de neutrinos, ni les abondances de Lithium et de Béryllium de surface, ni même la taille de l’enveloppe convective du Soleil. Par exemple, le modèle calibré avec une atmosphère déterminée à partir des grilles de modèles PHOENIX sans diffusion microscopique arrive à l’âge du Soleil avec une fraction de masse d’hélium en surface  $Y_S = 0.269$ , à comparer à la valeur  $Y_{S,obs} = 0.2485$  de Asplund et al. (2009), et une enveloppe convective à  $R_{\text{env}} = 0.741R_{\odot}$  bien différente de la valeur héliosismique :  $R_{\text{env},obs} = 0.713 \pm 0.001R_{\odot}$  (e.g. Bahcall et al. 2004).

### 2.7.2 Calibration avec transport rotationnel et diffusion microscopique

Enfin, une dernière calibration a été réalisée en prenant en plus en compte les effets de la diffusion microscopique (Paquette et al. 1986) et du transport associé à la rotation (voir chapitre suivant) avec des conditions initiales de rotation données (couplage avec le disque proto-planétaire pendant 5 Ma et période de rotation initiale de 1,75 jours autorisant des facilités de calcul et permettant de reproduire la médiane des observations dans les amas ouverts<sup>6</sup>) et un freinage permettant de reproduire la rotation du Soleil actuel à  $10^{-2}$  près. L’ajout de ces deux processus à la calibration modifie les abondances de surface et en particulier celles des éléments lourds. Le rapport entre la quantité d’éléments plus lourds que l’hélium et d’hydrogène du soleil actuel est associé aux abondances de référence solaire et ici fixé à  $Z/X_{\odot} = 0,0181$ , comme la métallicité de surface varie au cours du temps, il m’a fallu alors modifier la métallicité initiale pour reproduire cette valeur. La diffusion microscopique entraîne une diminution progressive des éléments lourds à la surface, entraînés par la gravité, la métallicité initiale est donc plus importante que la valeur solaire actuelle. Asplund et al. (2009) donnent ainsi une valeur de 0,0142 pour la métallicité proto-solaire.

- Cette calibration nous permet donc d’obtenir les valeurs suivantes pour le modèle initial :  $Y_{\text{ini}} = 0.273$ ,  $Z_{\text{ini}} = 0.01442$  et  $\alpha_c = 2,195$ .

On arrive cette fois à l’âge du Soleil avec une quantité d’hélium en surface  $Y_S = 0.2453$  et une enveloppe convective à  $R_{\text{env}} = 0.724R_{\odot}$  plus proche de la valeur sismique à  $R_{\text{env},obs} = 0.713R_{\odot}$  que dans le cas du modèle sans diffusion microscopique ni transport rotationnel.

6. Il est à noter que quelques soient les conditions de rotation initiales, l’extraction de moment cinétique entraîne une perte de mémoire de l’histoire rotationnel de l’étoile

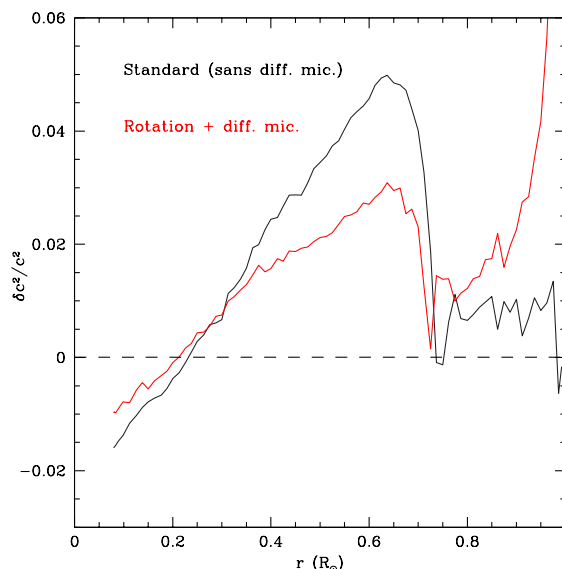
**Profils de vitesse du son des modèles calibrés comparés à l'héliosismologie**


FIGURE 2.2 – Profil de vitesse du son comparé au profil obtenu par inversion héliosismologique pour deux modèles calibrés en luminosité et rayon (et rapport  $Z/X$  pour le modèle non-standard).  $\frac{\delta c^2}{c^2} = \frac{c_{\text{theo}}^2 - c_{\text{obs}}^2}{c_{\text{theo}}^2}$ .

## 2.8 Evolution des étoiles jeunes de faible masse

Maintenant que nous avons vu quels étaient les ingrédients utilisés par le code d'évolution STAREVOL dans sa forme standard, passons rapidement en revue l'évolution d'une étoile jeune, de sa formation à l'arrivée sur la séquence principale telle que décrite par l'évolution stellaire (e.g. Kippenhahn & Weigert 1990) et confirmée par de nombreuses observations (voir e.g. Torres et al. 2013). Rappelons toutefois que nous débutons l'évolution de nos modèles au cours de la phase T-tauri (voir plus bas), sur le tracé d'Hayashi, sous forme d'un polytrophe résultant d'une première convergence des équations de la structure interne. Les premières phases d'évolution (Section 2.8.1 et 2.8.2) ne sont donc pas prises en compte dans le cadre du calcul évolutif.

### 2.8.1 Formation-classe 0 et I

Les étoiles de faible masse (*i.e.*  $M < 2M_{\odot}$ ) sont formées par l'effondrement sous l'effet de son poids d'un fragment de nuage moléculaire en rotation. À la contraction du nuage initial s'opposent les pressions d'origine thermique, magnétique ou encore turbulente. Celles-ci ralentissent dans un premier temps le processus d'effondrement, mais une fois que la condensation rend le nuage gravitationnellement instable, le nuage moléculaire s'effondre très vite sous forme de disque entourant un objet central. Dès lors que le disque et l'objet central se distinguent du reste du nuage, on parle d'une proto-étoile. Les stades évolutifs appelés classes, sont caractérisés essentiellement par la distribution spectrale d'énergie (SED) observée. La classe 0 désigne le stade où la proto-étoile accrète encore de l'enveloppe environnante la plupart de sa matière. Andre et al. (1993) définissent comme critère de différenciation entre la classe 0 et la classe I la masse de l'objet central par rapport à cette enveloppe : en classe 0,  $M_{\text{env}} > M_{*}$  tandis qu'en classe I,  $M_{\text{env}} < M_{*}$ .

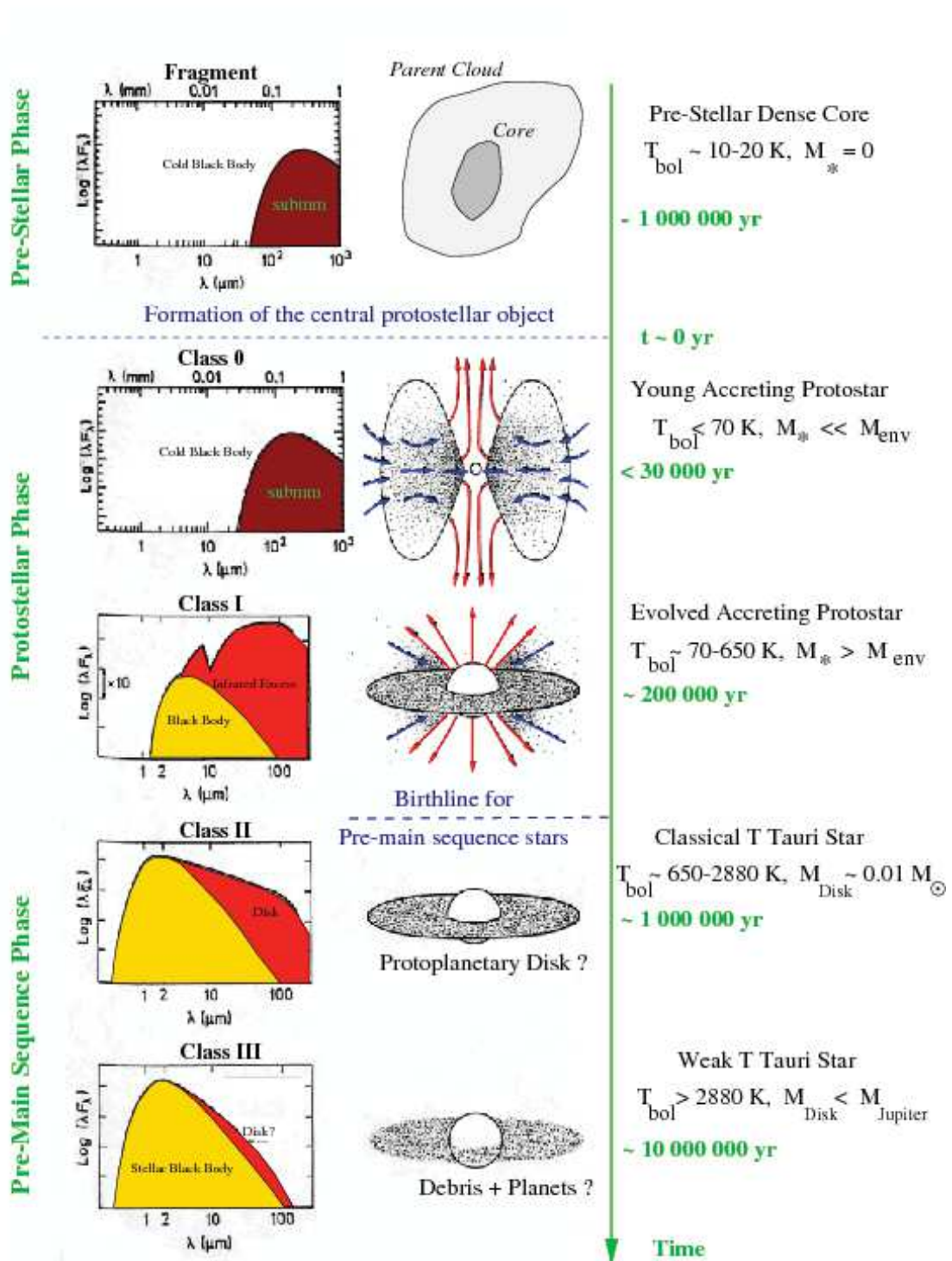


FIGURE 2.3 – Création et évolution du disque d'accrétion autour de l'étoile T-Tauri, crédit : Nicolas Grosso



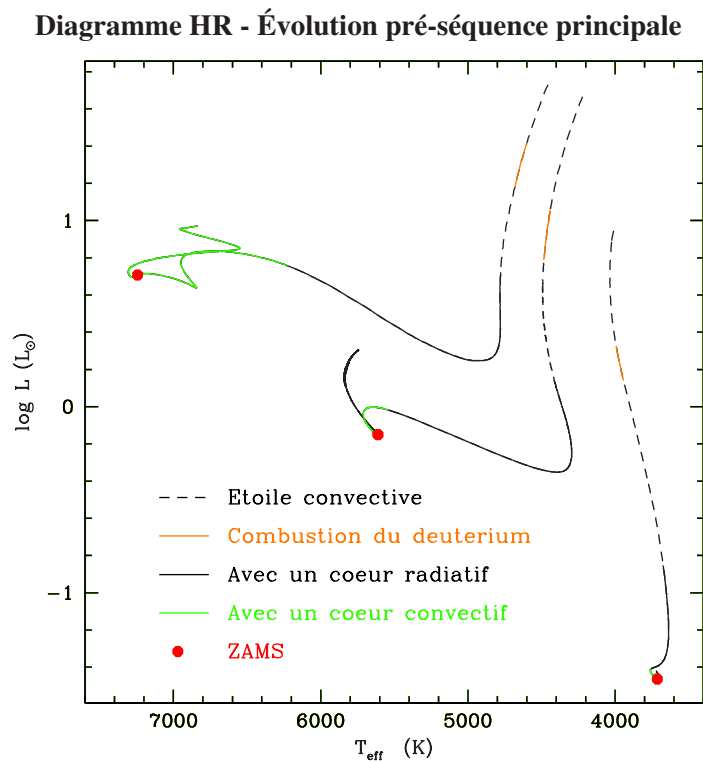


FIGURE 2.4 – Tracé dans le diagramme de Hertzsprung-Russel (HR) de trois étoiles de  $0,5$ ,  $1,0$  et  $1,5M_{\odot}$  sur la pré-séquence principale et la séquence principale. On indique ici les différentes phases de l'évolution pré-séquence principale.

### 2.8.2 Phase T-Tauri

Les objets de classe *0* et *I* montrent une SED très étalée dans l'infrarouge qui se rapproche du visible au fur et à mesure qu'ils évoluent comme on le voit sur la figure 2.3. Lorsque la SED atteint cette limite, que l'objet devient donc visible, on l'appelle alors étoile, ou plus spécifiquement objet de classe *II* ou encore "étoile T-Tauri" car l'étoile est entourée d'un disque qu'elle accrète petit à petit. On distingue sa SED d'un corps noir essentiellement par l'excès infrarouge et lors de l'observation en visible on voit clairement la présence d'un disque (voir *e.g.* Kenyon & Hartmann 1995) Bien que celui-ci soit alors peu massif ( $0,9\%$  de  $M_{*}$ , en moyenne d'après André (1994)), il possède encore la majeure partie du moment cinétique du système de par son rayon étendu ( $\sim 10^{1-2}$  unités astronomiques (UA)). La quantité de moment cinétique du disque est d'ailleurs équivalente à celle du système solaire d'aujourd'hui. Lorsque le disque devient optiquement fin et que l'accrétion est moins intense, on parle de wTTS pour "*Weak(-line) T-Tauri Star*", littéralement "étoile T-Tauri à faibles raies", on parle ici des bandes d'émission engendrées par les chocs d'accrétion à la surface de l'étoile qui sont encore plus faibles voire absentes pour les NTTS (naked T-Tauri Stars).

### 2.8.3 Tracé de Hayashi

En arrivant au stade Classe *II*, l'étoile apparaît enfin le long du tracé d'Hayashi qui représente le chemin suivi par une étoile complètement convective d'une masse et composition chimique données, dans le diagramme HR. On définit à droite de cette ligne dans la diagramme HR, une "zone interdite" (Hayashi 1961) liée à la structure complètement convective de l'étoile. En effet, le gradient de température  $\nabla$  est alors ap-

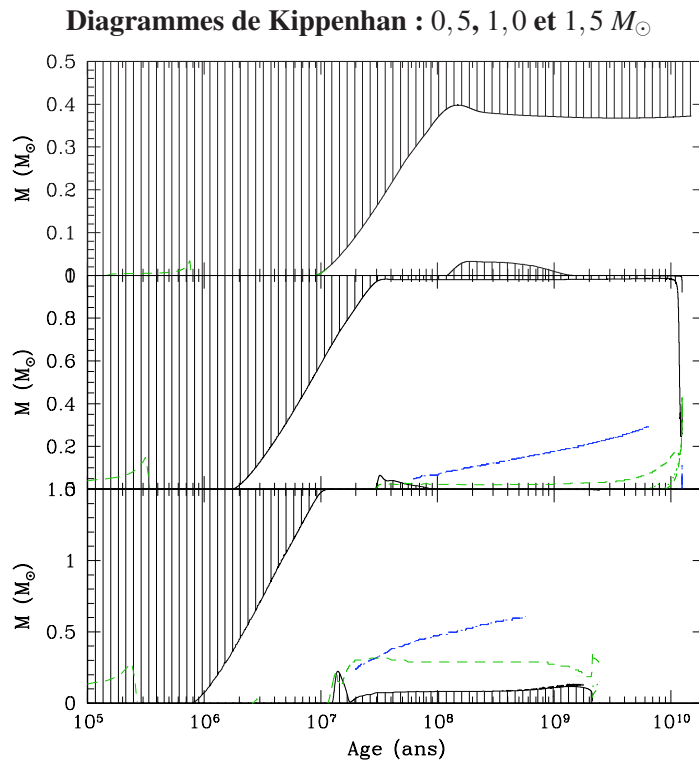


FIGURE 2.5 – Évolution temporelle de la structure des modèles de 0,5, 1,0 et 1,5  $M_{\odot}$ . Les zones hachurées représentent les zones convectives, le tracé supérieur indique le rayon de surface de l'étoile. En vert est indiquée la limite de la zone de combustion de l'hydrogène (ou deutérium) et en bleu la limite de combustion de l'hélium ( ${}^3\text{He}$  et  ${}^4\text{He}$ )

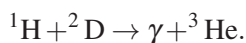
proximativement constant ( $\nabla = \nabla_{\text{conv}}$ , voir Eq. 2.8) dans toute l'étoile. L'étoile est alors un polytrophe et le gradient de densité suit une relation similaire au gradient de température et de pression. Autrement dit, à une masse et une composition chimique données correspondent un rayon fixé.

Si l'on diminue artificiellement la température d'une étoile polytrophique en conservant sa masse et sa luminosité constante, les équations de la structure stellaire indiquent que son rayon doit augmenter. Or, si l'on accroît la taille d'un polytrophe, sa masse doit augmenter en conséquent. On a alors une incohérence entre les masses dans ce cas. Ainsi, une étoile complètement convective ne peut voir sa température diminuer tout en restant stable.

Le long du tracé d'Hayashi, l'étoile est à l'équilibre quasi-hydrostatique, en contraction beaucoup plus lente que l'échelle de chute libre, plutôt de l'ordre du temps de Kelvin-Helmholtz. En effet, la quasi-totalité de l'énergie mise en jeu ici provient de la contraction gravitationnelle.

#### 2.8.4 Fusion du deutérium

À cette phase de l'évolution, la température de l'étoile n'est pas suffisante pour détruire les espèces chimiques dérivées de l'hydrogène ayant une forte contribution à l'opacité ( $\text{H}^-$  et  $\text{H}_2$ ). L'opacité importante diminue la luminosité et contient l'énergie au sein de l'étoile en contraction augmentant ainsi la température au centre de celle-ci. En effet, très vite, le centre de l'étoile atteint la température de  $10^6$  K qui permet la combustion du deutérium par la réaction

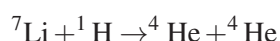




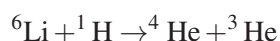
La quantité de deutérium étant généralement très faible, cette réaction génère certes beaucoup d'énergie et permet d'empêcher la contraction de l'étoile, mais pendant un court laps de temps seulement. Pour des étoiles de 0,2, 1,0 et 2,0 masses solaires ( $M_{\odot}$ ) à métallicité solaire, les modèles STAREVOL indiquent qu'il n'y a plus de deutérium au-delà de respectivement  $4 \cdot 10^6$ ,  $3,2 \cdot 10^5$  et  $2,2 \cdot 10^5$  ans.

### 2.8.5 Fusion du lithium

L'étoile continue alors sa contraction et les température ( $T_c$ ) et densité ( $\rho_c$ ) centrales augmentent. Vient ensuite la combustion d'un autre élément léger : le lithium avec ses deux isotopes,  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$  est stable jusqu'à des températures centrales  $T_c = 2,5 \cdot 10^6 \text{K}$  pour le  ${}^6\text{Li}$  et  $T_c=3 \cdot 10^6 \text{K}$  pour  ${}^7\text{Li}$  dans une étoile de type solaire :



et



La fusion du lithium 7 intervient aux alentours de  $10^6$ ,  $2 \cdot 10^6$  et  $3 \cdot 10^7$  ans pour des étoiles de respectivement 2, 1 et 0,2  $M_{\odot}$ .

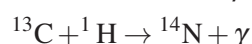
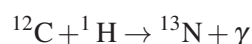
## Évolution de la structure interne à la phase PMS

### 2.8.6 Zone radiative

À composition chimique solaire, pour des étoiles de masses inférieures à 0,3  $M_{\odot}$ , la température centrale et donc l'énergie générée dans le cœur ne sont jamais assez importantes pour développer un cœur radiatif et s'éloigner du tracé d'Hayashi : ces étoiles restent convectives durant l'ensemble de leur vie. En revanche, pour des étoiles plus massives ( $M > 0,3M_{\odot}$ ), le centre de l'étoile devient suffisamment chaud pour que l'hydrogène et l'hélium présents soient essentiellement ionisés, diminuant ainsi le gradient radiatif jusqu'à être inférieur au gradient adiabatique. Le transport d'énergie est dominé alors par le transfert de photons. L'enveloppe convective se rétracte (voir le diagramme 2.5) et l'énergie générée au cœur de l'étoile peut se frayer un chemin jusqu'à la surface. Lorsque le cœur radiatif est suffisamment important ( $\simeq 80\%$  de la masse de l'étoile), l'enveloppe est suffisamment fine pour que la température effective augmente ainsi que la luminosité de l'étoile, l'étoile entre sur ce que l'on appelle le tracé de Henyey, quittant ainsi celui d'Hayashi (Voir Henyey et al. 1955, et figure 2.4).

### 2.8.7 Cœur convectif

Une fois que la température centrale dépasse un certain seuil ( $\simeq 10^7 \text{K}$ ), quelques réactions aux taux très sensibles à la température ( $T^{19}$ ), impliquant les éléments CN, se produisent :



Le très fort dégagement d'énergie qui leur est associé accroît le gradient radiatif et fait apparaître un cœur convectif. L'expansion brutale dans les régions centrales entraîne une forte consommation d'énergie et en diminue la quantité atteignant les zones plus externes de l'étoile. En conséquence, l'étoile se contracte et la luminosité et la température effective de l'étoile décroissent, formant ce petit crochet dans le diagramme HR (voir figure 2.4).

Chaînes p-p			
p-p I	${}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	→	${}^2\text{D} + e^+ + \nu_e$
	${}^2\text{D} + {}^1\text{H}$	→	${}^3\text{He} + \gamma$
	${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$	→	${}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$
p-p II	${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$	→	${}^7\text{Be} + \gamma$
	${}^7\text{Be} + e^-$	→	${}^7\text{Li} + \nu_e$
	${}^7\text{Li} + {}^1\text{H}$	→	$2{}^4\text{He}$
p-p III	${}^7\text{Be} + {}^1\text{H}$	→	${}^8\text{B} + \gamma$
	${}^8\text{B}$	→	${}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$
	${}^8\text{Be}$	→	$2{}^4\text{He}$

### 2.8.8 ZAMS (Zero-Age-Main-Sequence)

Suite à la mise à l'équilibre du CN, la température centrale atteint une valeur suffisante pour fusionner efficacement l'hydrogène via les chaînes p-p :

De manière générale, la séquence principale est définie comme la phase pendant laquelle l'étoile maintient son équilibre par la combustion centrale de l'hydrogène. La définition du début de la phase (la ZAMS) peut varier suivant le modèle d'évolution utilisé.

On peut la définir comme l'instant à partir duquel la quantité d'énergie produite par les réactions nucléaires des chaînes p-p est supérieure à la quantité d'énergie apportée par la contraction gravitationnelle (e.g. Bressan et al. 2012; Marques et al. 2008) ou comme l'instant à partir duquel une certaine quantité d'hydrogène a été consommée au cœur (Eggenberger et al. 2008; Lagarde et al. 2012). C'est notre cas ici, nous considérerons à partir de maintenant que l'on a atteint la séquence principale lorsque 0,2% de l'hydrogène central a été consommé.

### 2.8.9 Séquence Principale

À partir de la ZAMS, l'étoile est à l'équilibre hydrostatique et sa structure ne varie que très lentement tant que la combustion de l'hydrogène centrale est suffisante pour compenser la contraction gravitationnelle. Les étoiles de moins d' $1,3M_{\odot}$  voient leur cœur convectif se résorber lentement lorsque l'équilibre du carbone est atteint. La source d'énergie nucléaire dominante est alors la fusion de l'hydrogène par les chaînes p-p. Dans le cas des étoiles plus massives, la température centrale dépasse  $17 \cdot 10^6 K$  (Maeder 2009) et le cycle CNO peut être complété et entretenu. L'hydrogène central est alors consommé à travers le cycle CNO plutôt que par les chaînes p-p (voir Fig 25.2 Maeder (2009)). Pour les mêmes raisons qu'au cours de la PMS, (Section 2.8.7), ces étoiles développent un cœur convectif et le gardent jusqu'à la fin de la séquence principale.



# Chapitre 3

## Modèles avec rotation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Modélisation de l'effet hydrostatique</b>	<b>32</b>
<b>3.2</b>	<b>Transport dans la zone radiative</b>	<b>34</b>
3.2.1	Turbulence de cisaillement vertical	34
3.2.2	Turbulence de cisaillement horizontal	37
3.2.3	Circulation méridienne	41
3.2.4	Ondes internes de gravité	43
3.2.5	Instabilité magnéto-hydrodynamique de Tayler-Spruit	44
3.2.6	Transport de moment cinétique	47
3.2.7	Transport d'éléments chimiques	47
<b>3.3</b>	<b>Vents stellaires et perte de moment cinétique</b>	<b>48</b>
3.3.1	Skumanich (1972)	48
3.3.2	Kawaler (1988)	49
3.3.3	Matt et al. (2012)	49
3.3.4	Matt et al. (2015)	50

---

Le modèle standard est maintenant défini. Celui-ci a encore aujourd'hui beaucoup de succès et permet d'expliquer en détail les différentes phases de l'évolution stellaire, de donner un âge à un amas ou de donner un grand nombre de grandeurs caractéristiques d'une étoile. Cependant, comme nous l'avons vu dans l'introduction, certaines anomalies nécessitent de prendre en compte des effets de processus tels que la rotation. Nous allons voir dans ce chapitre les différents effets de la rotation sur l'évolution stellaire et de quelles façons sont formalisés ces effets dans STAREVOL. La rotation modifie de plusieurs manières l'évolution de l'étoile :

- La première est structurelle : la force centrifuge générée par la rotation réduit la gravité effective si l'on s'éloigne de l'axe de rotation. On se doit donc de prendre en compte les effets de la rotation dans l'équation hydrostatique. De plus, le flux radiatif est aussi lié à la gravité effective (von Zeipel 1924), il varie le long d'une isobare et l'équation de l'équilibre radiatif doit être modifiée en conséquence (voir Endal & Sofia 1976).
- La seconde concerne la distribution interne des éléments chimiques et du moment cinétique : l'équilibre hydrostatique et l'équilibre thermique ne peuvent plus être satisfaits simultanément lorsque la symétrie sphérique n'est plus respectée ; des flux de chaleur apparaissent alors le long des méridiens de manière à compenser ce déséquilibre, on parle de circulation méridienne (Eddington 1925; Vogt 1925; von Zeipel 1924). Ces courants chargés d'évacuer l'excès d'énergie des régions chaudes, sont responsables d'une partie du transport de moment cinétique et dans une moindre mesure, de matière à travers l'étoile. De plus, contrairement à l'image que s'en faisait Von Zeipel et qui a donné lieu au célèbre *paradoxe de Von Zeipel*, l'étoile n'est pas une boule de gaz en rotation solide, il se forme naturellement un gradient de rotation au sein de la zone radiative de l'étoile. Celui-ci génère de la turbulence qui est, elle aussi, responsable d'une part du transport radial de moment cinétique et des espèces chimiques.
- Enfin, la rotation modifie la perte de masse de l'étoile : celle-ci est intimement liée à la luminosité de l'étoile qui est elle-même dépendante (modérément) du taux de rotation (voir *e.g.* Maeder & Meynet 2001). On peut mentionner également l'effet purement mécanique de la rotation sur la perte de masse lorsque l'étoile dépasse la vitesse dite "de rupture" ou critique, quand la force centrifuge additionnée à la poussée radiative prennent le pas sur la gravité de surface de l'étoile. Cet effet intervient essentiellement dans les cas de rotations extrêmes d'étoiles massives (voir Maeder & Meynet 2000). Dans le cas des étoiles de plus faibles masses, la perte de masse dépend en partie également de la capacité de l'étoile à se doter d'une magnétosphère, or la rotation est un acteur direct de la création même du champ magnétique par dynamo stellaire (Voir Cranmer & Saar 2011, et les citations associées).

### 3.1 Modélisation de l'effet hydrostatique

Du fait de la force centrifuge s'exerçant perpendiculairement à l'axe de rotation d'une étoile, la rotation entraîne une déformation des isobares et un écart à la symétrie sphérique. L'étoile paraît alors légèrement aplatie aux pôles (*e.g.* Domiciano de Souza et al. 2014; Ekström 2008). En réalité, c'est le rayon à l'équateur qui augmente avec le taux de rotation tandis que le rayon polaire n'est que très peu affecté (Maeder 2009). Bien que la surface globale de l'étoile soit augmentée, les régions équatoriales sont légèrement plus froides et la luminosité intégrée ainsi que la température effective de l'étoile diminuent avec la rotation. Endal & Sofia (1976) ont formalisé l'effet de la force centrifuge sur la structure en posant deux facteurs  $f_P$  et  $f_T$  qui s'insèrent dans les équations de la structure interne. L'étoile n'étant plus sphérique, les grandeurs caractéristiques sont prises sur les isopotentielles suivant le formalisme d'Endal & Sofia (1976). Meynet & Maeder (1997) ont pointé le fait que ceci n'est vrai que dans un cadre conservatif, ce qui n'est pas le cas d'une étoile en rotation différentielle où on doit alors exprimer les grandeurs le long des isobares. En effet, par définition de l'équilibre hydrostatique,  $\Omega$  est constant sur une isobare et  $\vec{\nabla}\Omega$  est parallèle à  $\vec{\nabla}P$ .

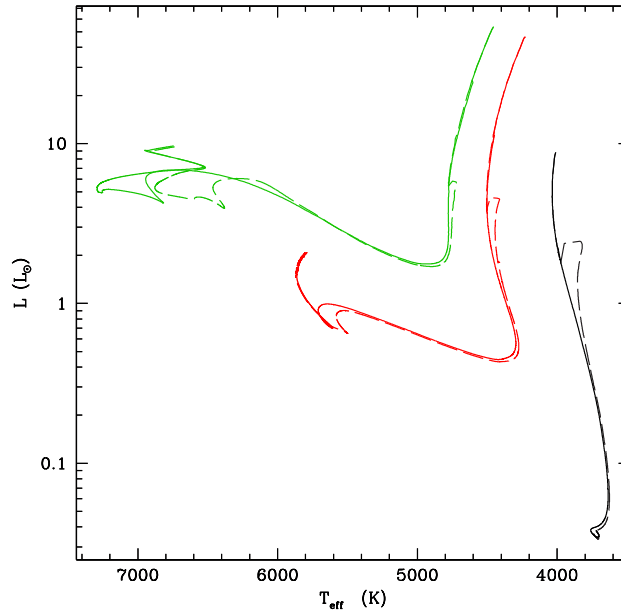


FIGURE 3.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russell d'étoiles de 0.5, 1 et 1.5 Msun, en rotation rapide ( $P_{ini}=1,4$  jours, en ligne discontinue), en rotation moyenne ( $P_{ini}=4,5$  jours, en tracé continu) et en rotation lente ( $P_{ini}=9$  jours, en pointillés, superposés à la précédente).

On exprime alors les équations de la structure stellaire comme des fonctions de la masse contenue sous l'isobare :  $m_P = \int_0^{r_P} \rho \pi r^2 dr$  :

$$\frac{Dr_P}{Dt} = u \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r_P^3}{\partial m_P} \quad (3.2)$$

$$\frac{Du}{Dt} = - \left( 4\pi r_P^2 \frac{\partial P}{\partial m_P} + \frac{Gm_P}{r_P^2} \right) f_P \quad (3.3)$$

$$d \ln T = - \nabla_* \left( \frac{Gm_P}{r_P^2} + \frac{D^2 r_P}{Dt^2} \right) \frac{dm_P}{4\pi r_P^2 P} f_P \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial L}{\partial m_P} = \varepsilon_{nuc} - \varepsilon_V + \varepsilon_{grav}, \quad (3.5)$$

$\nabla_*$  est tel que  $\nabla_* = \min \left[ \nabla_{ad}, \nabla_{rad} \frac{f_T}{f_P} \right]$  avec :

$$f_P = \frac{4\pi r_P^4}{Gm_P S_P} \frac{1}{\langle g^{-1} \rangle} \quad (3.6)$$

et

$$f_T = \left( \frac{4\pi r_P^2}{S_P} \right)^2 \frac{1}{\langle g \rangle \langle g^{-1} \rangle}. \quad (3.7)$$

Dans STAREVOL, nous utilisons le formalisme conservatif d'Endal & Sofia (1976) qui détermine les deux facteurs  $f_P$  et  $f_T$  le long des isopotentielles et non des isobares. Cela se justifie par le fait que la

différence entre les facteurs obtenus avec les deux formalismes est inférieure à 0.1% dans le cas présent des étoiles de faible masse en rotation relativement lente ( $\Omega \ll \Omega_{\text{crit}}$  avec  $\Omega_{\text{crit}}$  la vitesse critique au delà de laquelle l'étoile n'est plus gravitationnellement liée).

## 3.2 Transport dans la zone radiative

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le besoin de traiter le mélange rotationnel de manière cohérente est maintenant largement reconnu et différentes "histoires rotationnelles" peuvent expliquer une grande partie des comportements stellaires observés. Ceci requiert des modèles auto-cohérents qui prennent en compte l'évolution du moment cinétique dès la PMS. Bien que la rotation soit un processus intrinsèquement tri-dimensionnel, de même que les instabilités qu'elle génère, le formalisme développé dans Zahn (1992) permet de projeter ses effets moyennés sur le rayon de l'étoile. Ce formalisme est basé sur l'hypothèse que la turbulence générée le long des isobares (isopotentielles initialement), est bien plus efficace pour transporter moment cinétique et espèces chimiques le long des isobares que la turbulence dans le sens radial (forte anisotropie de la turbulence). Ceci s'appuie sur le fait que la turbulence radiale s'oppose à la stratification en densité de l'étoile tandis que le long des isobares, rien ne s'oppose au transport turbulent.

### 3.2.1 Turbulence de cisaillement vertical

Dès lors que l'étoile est en rotation différentielle, un certain nombre d'instabilités hydrodynamiques apparaissent parmi lesquelles le cisaillement est la seule pour laquelle il existe une prescription en régime non-linéaire. Rappelons d'abord que pour extraire l'énergie de la rotation différentielle, on doit être capable de surmonter la stratification en densité caractérisée par la fréquence de Brunt-Väisälä  $N^1$ . En comparant les énergies cinétique et potentielle et en supposant l'adiabaticité, on obtient le critère d'instabilité de Richardson. Ce critère rend compte à lui seul du comportement du plasma vis-à-vis de l'instabilité de Rayleigh-Taylor (un fluide plus lourd supporté par un fluide plus léger, avec pour force de rappel, la force de Coriolis s'opposant à la stratification, et de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (gradient de vitesses horizontales)

$$\text{Ri} \equiv \frac{N^2}{(du/dz)^2} < \text{Ri}_c = \frac{1}{4}, \quad (3.8)$$

avec  $u$  la vitesse du fluide et  $z$  la composante radiale perpendiculaire à l'axe de rotation ; (voir par exemple Chandrasekhar 1961). On a ici une condition *non-linéaire* d'instabilité. On prend habituellement la valeur de 1/4 mais celle-ci est sujette à discussion (Canuto 1998). L'instabilité de cisaillement apparaît à deux échelles temporelles induisant un mélange différent dans les deux cas, on a des instabilités de cisaillement dynamique et séculaire.

### Instabilité de cisaillement vertical

Dans la direction de la stratification en entropie, la stratification thermique et la stratification du poids moléculaire moyen tendent à empêcher l'instabilité de se développer. Toutefois, comme l'a mis en évidence Zahn (1974) la diffusion thermique  $K_T$  agit de manière à réduire l'effet stabilisant de la stratification et change le critère. Un point est à mentionner ici, comme l'ont montré Chaboyer & Zahn (1992), le transport des espèces chimiques est à distinguer du transport de moment cinétique. En effet, on moyenne le coefficient de diffusion des espèces chimiques  $D_v$  sur une isobare par :

$$D_v(r) = \frac{\int_0^\pi D_v(r, \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta d\theta}, \quad (3.9)$$

1. Sous sa forme générale :  $N = (g\delta/H_P)(\nabla_{ad} - \nabla + \Phi/\delta N_\mu)$

avec  $\theta$  la co-latitude, tandis que pour le coefficient de viscosité turbulente  $\nu_v$ , on diffuse une grandeur dépendante elle-même explicitement de  $\theta$ ,  $\Omega(r \sin \theta)^2$ . Cette dépendance à la latitude doit être prise en compte lors de la moyenne sur l'isobare, on a alors :

$$\nu_v(r) = \frac{\int_0^\pi \nu_v(r, \theta) \sin^3 \theta d\theta}{\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta}. \quad (3.10)$$

De plus, V. Prat (com. privée) a montré à partir de simulations numériques en milieu stratifié que l'on a la relation suivante entre le coefficient de viscosité turbulente transportant le moment cinétique ( $\nu_v$ ) et le coefficient de diffusion des éléments chimiques associé à la turbulence verticale ( $D_v$ ), à prendre en compte lors du calcul de la moyenne sur l'isobare :

$$\nu_v \simeq \frac{4}{5} D_v. \quad (3.11)$$

Détaillons maintenant quelques-unes des expressions de la littérature utilisées pour décrire le coefficient de viscosité turbulente verticale déjà implémentées dans STAREVOL (excepté la dernière de Prat et al. (2016)).

### Zahn (1992)

Zahn (1992, après Z92)<sup>2</sup> a d'abord exprimé le coefficient de viscosité turbulente sous la forme suivante en s'inspirant des travaux de mécanique des fluides liés à l'instabilité de Rayleigh (voir Zahn 1974) :

$$\nu_{v,Z} = \frac{4}{15} Ri_c K_T \left( \frac{r}{N_T} \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \quad (3.12)$$

où  $Ri_c$  est le nombre de Richardson critique, au delà duquel l'instabilité se développe. On peut remarquer en particulier ici que la stratification chimique n'est pas prise en compte dans cette expression,  $N_T$  n'étant que la composante thermique de la fréquence de Brunt-Väisälä.

### Maeder (1997)

Maeder (1997, après M97) a repris l'expression générale du critère de Richardson en incluant la dépendance au gradient de composition chimique et en prenant en compte les pertes radiatives lors du déplacement de la particule fluide :

$$\left( \frac{\Gamma}{\Gamma+1} \right) N_T^2 + N_\mu^2 < \frac{1}{4} \left( \frac{du}{dz} \right)^2. \quad (3.13)$$

Pour des tourbillons de taille  $l$  et de vitesse  $v$ , où  $\Gamma = vl/(6K_T)$ , la partie thermique de la fréquence de Brunt-Väisälä  $N_T = (g\delta/H_P)(\nabla_{ad} - \nabla)$  et la partie chimique de la fréquence de Brunt-Väisälä  $N_\mu = (g\varphi/H_P)\nabla_\mu$ , avec  $K_T$  la diffusivité thermique,  $H_P$  l'échelle de hauteur de pression,  $\delta = \left. \frac{d \ln \rho}{d \ln T} \right|_{P,\mu}$ ,  $\varphi = \left. \frac{d \ln \rho}{d \ln T} \right|_{P,\mu}$  et les gradients tels que définis précédemment (Sect 2). Le terme  $\frac{du}{dz}$  caractérise le cisaillement du fluide en fonction de la coordonnée verticale  $z$ ,  $u$  étant la vitesse horizontale du fluide. Il existe toujours un tourbillon suffisamment petit pour que ce critère d'instabilité soit satisfait. La diffusivité turbulente  $D = vl$  correspond aux plus grands tourbillons satisfaisant cette condition : c'est une description non linéaire, basée sur des considérations énergétiques. Plus tard, les effets du couplage thermique ont été mis de côté car estimés de trop faible importance et demandant une complexité de calcul ne méritant pas l'effort (Maeder & Meynet 2001).

2. Dans l'article original, le coefficient était de  $\frac{8}{45}$  et non  $\frac{4}{15}$  comme il devrait l'être en moyennant le coefficient sur une isobare.



**Talon & Zahn (1997)**

Talon & Zahn (1997, après TZ97) ont ajouté l'effet du cisaillement horizontal  $D_h$  qui, aligné sur l'isobare tend à renforcer la stratification et diminue encore la possibilité de développer une instabilité :

$$\left(\frac{\Gamma}{\Gamma+1}\right)N_T^2 + \left(\frac{\Gamma_\mu}{\Gamma_\mu+1}\right)N_\mu^2 < \frac{1}{4}\left(\frac{d\mu}{dz}\right)^2 \quad (3.14)$$

avec  $\Gamma_\mu = \nu l/D_h$ . Cette prescription a permis d'obtenir plusieurs résultats intéressants vis-à-vis des contraintes observationnelles, à commencer par la reproduction de la partie chaude de la brèche du Lithium par Talon & Charbonnel (1998). Pour trois expressions du critère de Richardson, on obtient trois coefficients de diffusion

différents à appliquer une fois que le critère de Reynolds a été vérifié et après avoir moyenné sur l'isobare ; ceux-ci sont présentés dans la table 3.1.

TABLE 3.1 – Prescriptions pour la diffusion turbulente verticale.

Prescription	$\nu_v \equiv 4/5D_v$
Zahn (1992) (Z92)	$\frac{4}{15} Ri_c K_T \left(\frac{r}{N_T} \frac{\partial \Omega}{\partial r}\right),$ avec $Ri_c = 0.25$
Maeder (1997) (M97)	$f_{\text{energ}} \frac{H_p}{g\delta} \left[\frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu + (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{rad}})\right] \left(\frac{9\pi}{32} \Omega \frac{d \ln \Omega}{d \ln r}\right)^2$ avec $K = \frac{4ac}{3\kappa} \frac{T^4 \nabla_{\text{ad}}}{\rho P \delta}$ $f_{\text{energ}} = 1$ and $\varphi = \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln \mu}\right)_{P,T} = 1$
Talon & Zahn (1997) (TZ97)	$\frac{Ri_c}{N_T^2/(K_T + D_h) + N_\mu^2/D_h} \left(r \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r}\right)^2$ avec $Ri_c = 1/6$
Prat et al. (2016)	$D_v = \frac{K_T}{Ri} [\alpha + \beta Ri Pr + \gamma (Ri Pr)^2]$

**Prat et al. (2016)**

Prat & Lignières (2014) ont réalisé des simulations numériques tri-dimensionnelles dans le but de vérifier numériquement la validité de ces expressions du coefficient  $\nu_v$ . Ils ont déterminé en particulier que la prescription donnée par Maeder (1997) surestime le transport vertical par la turbulence tandis que celle

donnée par Zahn (1992) est plus proche des valeurs et du comportement obtenus dans la simulation. L'expression de Talon & Zahn (1997) n'a pu être testée car elle dépend de la turbulence horizontale qui ne peut pas être simulée numériquement aujourd'hui en parallèle de la turbulence verticale dans des conditions stellaires.

Prat et al. (2016) ont alors déduit des simulations une expression du coefficient de diffusion vertical qui se rapproche dans le cas à faible Richardson de l'expression donnée par Z92.

$$D_v = \frac{K_T}{Ri} [\alpha + \beta Ri Pr + \gamma (Ri Pr)^2], \quad (3.15)$$

avec  $\alpha = 3,34 \cdot 10^{-2}$ ,  $\beta = 1,88 \cdot 10^1$  et  $\gamma = -2,86 \cdot 10^3$ . On aura défini  $Ri = N^2/S^2$  le nombre de Richardson, avec  $N$  la fréquence de Brunt-Väisälä et  $S = r \sin \theta \frac{d\Omega}{dr}$  le taux de cisaillement à une latitude  $\theta$ ;  $Pr = \nu_m/K_T$  le nombre de Prandtl avec  $\nu_m$  la viscosité moléculaire. Cette prescription a cela de particulier qu'elle demande de vérifier à chaque point de l'isobare si le critère de Reynolds est vérifié ou non. Autrement dit, de calculer sur quelle partie de l'isobare l'instabilité de cisaillement peut se déclencher. On remplace alors le critère de Reynolds par un critère local sur l'isobare vérifié lorsque  $D_v$  est positif. On peut réécrire le coefficient sous la forme plus explicite :

$$D_v = \alpha \frac{K_T}{N^2} r^2 \sin^2 \theta \left( \frac{d\Omega}{dr} \right) + \beta \nu_m + \gamma \frac{N^2}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\nu_m}{K_T} \quad (3.16)$$

où la latitude  $\theta$  apparait distinctement. On obtient ainsi un polynôme d'ordre 2 en  $\sin^2 \theta$  dont l'une des racines donne la limite sur chaque couche à laquelle l'instabilité se développe. Cette valeur critique est donnée par

$$\theta_c = \arcsin \left( \sqrt{\frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}} \right) \quad (3.17)$$

avec

$$A = \alpha \frac{K_T}{N^2} (r \partial_r \Omega)^2$$

$$B = \beta \nu_m$$

$$C = \gamma \nu_m^2 \frac{N^2}{K_T} \frac{1}{(r \partial_r \Omega)^2}$$

Finalement, le coefficient de viscosité turbulente  $\nu_v$  est donné par l'expression suivante lorsque l'on prend en compte le facteur de la relation (3.11) et la moyenne sur l'isobare :

$$\nu_v = \frac{4}{5} \frac{1}{\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta} \left( A \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} \sin^5 \theta d\theta + B \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} \sin^3 \theta d\theta + C \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} \sin \theta d\theta \right) \quad (3.18)$$

Il est à noter que cette expression a été pour la première fois implémentée dans un code d'évolution stellaire au cours de cette thèse. Cependant, de nombreuses singularités numériques apparaissent au cours de l'évolution lors du calcul. Il n'a ainsi pas été possible de présenter des modèles incluant cette prescription pour l'instant.

### 3.2.2 Turbulence de cisaillement horizontal

L'anisotropie de la turbulence avec une composante horizontale très forte est la clef du formalisme de Zahn (1992). On parle alors de "shellular rotation" ou "rotation en coquille". Cependant, c'est aussi son plus grand point faible car cette turbulence horizontale est extrêmement difficile à quantifier formellement.

**Zahn (1992)**

Zahn (1992) a proposé une expression de la viscosité turbulente ( $v_h$ ) basée sur des lois d'échelles en utilisant les valeurs estimées dans la tachocline<sup>3</sup> ou les premières inversions héliosismiques du profil de rotation interne du soleil :

$$v_{h,Z} = \frac{r}{C_h} \left| \frac{1}{3\rho r} \frac{d(\rho r^2 U_2)}{dr} - \frac{U_2}{2} \frac{d \ln r^2 \bar{\Omega}}{d \ln r} \right| \quad (3.19)$$

$$v_{h,Z} = \frac{1}{C_h} r [2V_2 - \alpha U_2], \quad (3.20)$$

avec le paramètre  $C_h$  de l'ordre de l'unité ou moins. Les grandeurs  $V_2$  et  $U_2$  sont respectivement les composantes radiale et latitudinale de second ordre de la circulation méridienne telle que

$$\vec{\mathcal{U}}_M = U_2(r) P_2(\cos \theta) \hat{e}_r + V_2(r) \frac{dP_2(\cos \theta)}{d\theta} \hat{e}_\theta \quad (3.21)$$

avec

$$V_2(r) = \frac{1}{2} \frac{1}{\rho r} \frac{d(\rho r^2 U_2(r))}{dr}, \quad (3.22)$$

le terme  $U_2(r)$  sera quant à lui détaillé plus bas (Sect. 3.36). Enfin, on définit le taux de cisaillement  $\alpha = \frac{1}{2} \frac{d \ln r^2 \bar{\Omega}}{d \ln r}$ .

**Maeder (2003)**

Maeder (2003, après M03) donne une expression de la diffusion horizontale basée sur des considérations énergétiques en arguant à juste titre que le coefficient de diffusion doit dépendre de la rotation différentielle le long de l'isobare (rapport  $\Omega_2(r)/\bar{\Omega}(r)$ ) et non pas du déséquilibre thermique simplement engendré par la rotation. En effet, l'expression de Zahn (1992) montre une dépendance de la turbulence horizontale aux composantes de la circulation méridienne  $V(r)$  et  $U(r)$  sans en avoir pour le taux de rotation  $\Omega(r)$ . Ainsi, en comparant l'excès d'énergie cinétique au sein d'une isobare et le taux de dissipation de l'énergie par la (faible) rotation différentielle en latitude, on obtient un coefficient de viscosité turbulente dans lequel on retrouve la dépendance au taux de rotation

$$v_{h,M} = A r (r \bar{\Omega}(r) V_2 [2V_2 - \alpha U_2])^{1/3}, \quad (3.23)$$

avec le paramètre  $A \simeq 0,134, 0,0927$  ou  $0,0782$  en supposant l'instabilité dynamique efficace en respectivement 1, 3 ou 5 révolutions. Le coefficient de viscosité turbulente  $v_h$  obtenu par cette expression est toujours plus important que celui donné par l'expression originale de Zahn, quelque soit le cas considéré. Ceci permet en particulier de corriger un certain nombre de cas où le coefficient de diffusion vertical était comparable voire plus grand que le coefficient de diffusion horizontale, ce qui allait tout à fait à l'encontre de l'hypothèse "Shellular" (Maeder & Meynet 2001; Meynet & Maeder 2000).

3. La tachocline est la région qui joue le rôle d'interface entre la zone convective et la zone radiative du Soleil

**Mathis et al. (2004)**

Mathis et al. (2004, après MPZ04) donnent une troisième expression du coefficient de viscosité turbulente en s'appuyant cette fois sur une prescription extraite d'une expérience en laboratoire associée à l'instabilité de Couette-Taylor (Richard & Zahn 1999). Une fois l'expression moyennée sur l'isobare, on obtient

$$v_h = \frac{1}{2} \beta r^2 |\Omega_2|, \quad (3.24)$$

avec  $\beta$  un paramètre de l'ordre de  $1,5 \cdot 10^{-5}$  contraint par l'expérience et l'application au cas astrophysique (Huré et al. 2001; Richard & Zahn 1999). Dans le cas stationnaire, on peut écrire

$$\Omega_2 = \frac{1}{5} \frac{\bar{\Omega} r}{v_h} [2V_2 - \alpha U_2] \quad (3.25)$$

D'où finalement

$$v_{h,MPZ} = \left( \frac{\beta}{10} \right)^{1/2} (r^2 \bar{\Omega})^{1/2} [r |2V_2 - \alpha U_2|]^{1/2}, \quad (3.26)$$

Pour la comparaison de ces expressions du coefficient de turbulence horizontale sur une étoile de  $1,5M_\odot$ , on peut se référer à l'article de MPZ04. Cette expression donne une viscosité turbulente horizontale plus importante que M03 dans le cas des étoiles de faibles masses. Elle est cependant à nuancer en notant que la prescription donnée par l'expérience en laboratoire est vérifiée dans le cas d'une rotation différentielle extrême, or le cas stellaire qui nous intéresse ici ne respecte pas nécessairement cette condition. À noter également que Marques & Goupil (2013) proposent un coefficient  $\beta = 2 \cdot 10^{-5}$ .

La viscosité turbulente horizontale n'a pas de limite supérieure et n'est pas limitée par la diffusivité thermique. Il n'y a formellement pas de limite basse non plus, mais pour que l'ensemble du formalisme soit valable, l'anisotropie de la turbulence doit être respectée et on doit toujours avoir  $D_h \gg D_v$ , avec  $D_v$  le coefficient de diffusion lié à la turbulence verticale décrit dans la partie suivante.

**Mathis et al. (in prep)**

Dans Mathis et al. (in prep), S. Mathis et V. Prat ont dérivé une nouvelle expression caractérisant non pas la turbulence horizontale directement mais l'anisotropie de la turbulence. Cela signifie que l'on a une relation liant les coefficients de diffusion turbulente horizontale et verticale. Cette expression est dérivée de la manière suivante :

- On suppose une turbulence à grand nombre de Reynolds (régime hautement turbulent, généralement justifié en intérieur stellaire) dans un milieu stratifié (ce qui est le cas d'une zone radiative stellaire). On décrit alors la turbulence à l'aide de deux nombres de Froude sans dimension qui caractérisent la capacité du fluide à déferler dans une direction :

$$Fr_{\parallel} = \frac{u_{\perp}}{l_{\parallel} N} \quad Fr_{\perp} = \frac{u_{\perp}}{l_{\perp} N} \quad (3.27)$$

où  $u_{\perp}/u_{\parallel}$  et  $l_{\perp}/l_{\parallel}$  représentent respectivement la vitesse du fluide et la longueur caractéristique de déplacement dans les directions perpendiculaire et parallèle à la stratification (*i.e.* dans les directions horizontale et verticale ici).

- Brethouwer et al. (2007) et Davidson (2013) ont dérivé des lois d'échelles dans le cas à grand nombre de Reynolds (typique du cas stellaire), confirmées par des simulations de Brethouwer et al. (2007), telles que :

$$Fr_{\parallel} \rightarrow 1 \quad \frac{u_{\parallel}}{u_{\perp}} \sim \frac{l_{\parallel}}{l_{\perp}} \sim Fr_{\perp} < 1 \quad (3.28)$$

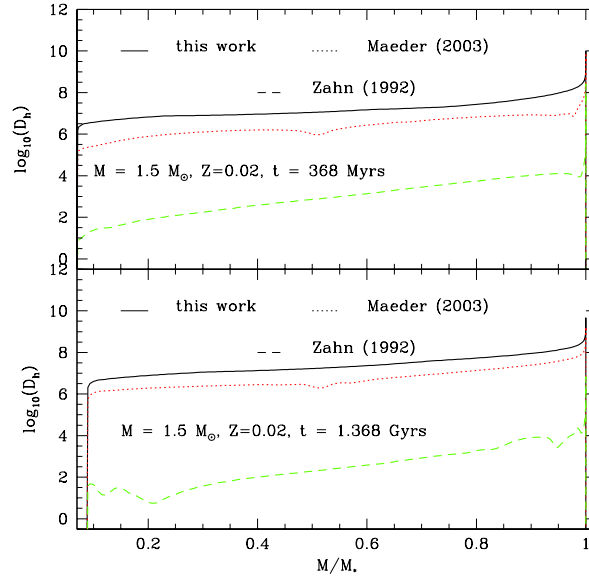


FIGURE 3.2 – Figure de MPZ04 avec les coefficients obtenus pour les trois prescriptions pour  $D_h$  de Zahn, M03 et MPZ04.

- On obtient ainsi l'expression suivante pour le rapport des coefficients de diffusion turbulente

$$\frac{D_v}{D_h} \sim \frac{u_{\parallel} l_{\parallel}}{u_{\perp} l_{\perp}} \sim Fr_{\perp}^2. \quad (3.29)$$

- On montre ensuite que la zone radiative est en régime géostrophique. Celui-ci est habituellement utilisé dans le cadre de la modélisation de l'atmosphère terrestre et des courants aériens qui y sont présents. On se situe dans ce régime lorsque la force de Coriolis s'équilibre avec le gradient de pression horizontal. Ce cas s'applique dans le cadre des étoiles dans la limite où les fluctuations de vitesse (de rotation) sur un isobare sont faibles, ce qui est l'hypothèse originelle du formalisme de Zahn. Le régime géostrophique se caractérise en particulier par la relation suivante :

$$l_{\parallel} = l_{\perp} \frac{2\Omega}{N} \quad (3.30)$$

Enfin, en combinant les équations 3.29 et 3.30, on peut écrire l'expression finale :

$$\boxed{\frac{D_v}{D_h} = \frac{v_v}{v_h} = \varepsilon \left( \frac{2\Omega}{N} \right)^2} \quad (3.31)$$

où  $\varepsilon$  est un facteur de proportionnalité que les simulations de Brethouwer et al. (2007) indiquent de l'ordre de 1. Pour chacune des expressions du coefficient  $v_v$  données précédemment, on peut alors retrouver une expression de  $v_h$ . Commençons par la moins complexe, l'expression de Zahn (1992) permet de réécrire  $v_h$  sous la forme :

$$\boxed{v_{h,M1} = \varepsilon \frac{Ri_c}{3} K_T S^2 \left( \frac{N}{2\Omega} \right)^2} \quad (3.32)$$

La dépendance au facteur  $N/2\Omega$  est très présente en mécanique des fluides et exprime directement le rapport des deux forces mises en présence : la force de Coriolis s'oppose ici à la stratification en densité. Il n'est donc pas surprenant d'avoir une dépendance directe à ce facteur.

On peut s'attendre à ce que la valeur de  $v_h$  diverge autour de l'équateur, en effet, la force de Coriolis est alors perpendiculaire au vecteur de gravité. Cependant, comme il a été montré par Dellar & Salmon (2005), il est possible dans ces conditions de moyenniser la contribution de la turbulence horizontale sur toute l'isobare et de supprimer ainsi la divergence à l'équateur.

Un autre point sensible est lié au rayon de Rossby, défini comme  $L_{\text{Rossby}} = H_P \frac{N}{2\Omega \sin \theta}$  où  $\theta$  représente la latitude et  $H_P$  l'échelle de hauteur de pression. Celui-ci représente l'échelle à laquelle la force de Coriolis devient comparable à la stratification verticale. Il détermine donc la distance maximale sur laquelle est valide l'hypothèse de suppression des inhomogénéités horizontales par la diffusion turbulente (Talon 2008). Dans notre cas, cette dépendance au nombre de Rossby est donnée dans l'expression du  $v_h$ .

Lorsque l'on utilise l'expression plus complexe de Talon & Zahn (1997) qui dépend directement de la turbulence horizontale, l'expression se simplifie pour donner :

$$v_{h,M2} = \frac{\varepsilon Ri_c S^2 - \left(2\Omega \frac{N_\mu}{N_T}\right)^2 K_T}{(2\Omega)^2 \left(1 - \left(\frac{N_\mu}{N_T}\right)^2\right) - \varepsilon Ri_c S^2} \quad (3.33)$$

Ainsi exprimé, le coefficient de diffusion turbulente horizontale donne des valeurs de l'ordre de celle du coefficient  $v_v$  ; on perd alors l'hypothèse d'anisotropie de la turbulence. Les deux prescriptions sont difficilement conciliables pour le moment.

Il est à noter qu'à l'heure de l'écriture de la thèse, le travail sur ce formalisme, bien que prometteur, est toujours en cours et demande encore à être raffiné avant d'être utilisé dans des modèles d'évolution stellaire.

### 3.2.3 Circulation méridienne

Le vent thermique est lié au déséquilibre thermique qui est généralement présent dans les étoiles en rotation (von Zeipel 1924), et qui peut être compensé par une advection à grande échelle d'entropie  $S$  :

$$\rho T \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S = \vec{\nabla} \cdot (\chi \vec{\nabla} T) + \rho \varepsilon, \quad (3.34)$$

avec  $\chi = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} = \rho C_P K_T$ .

$\vec{u}$ , la vitesse de ladite circulation d'Eddington-Sweet (ou circulation méridienne), est calculée grâce à l'équation ci-dessus. Cette circulation à grande échelle transporte également le moment cinétique et modifie ainsi le profil de rotation interne à l'étoile. La réponse induite doit donc être traitée afin de rendre compte de tous les processus.

Suivant les travaux pionniers d'Endal & Sofia (1976), les premiers modèles ont d'abord été conçus en traitant l'advection de moment cinétique comme un processus purement diffusif. La plupart des codes d'évolution incluant un transport rotationnel utilisent encore ce formalisme (*e.g.* Brott et al. 2011; Choi et al. 2016; Pinsonneault et al. 1990). Une description plus élaborée a été développée par Zahn (1992) qui, sous l'hypothèse d'une rotation en coquille (*i.e.*  $\Omega = \Omega(r)$ ) présentée ci-dessus, permet de simplifier grandement l'évaluation de la réponse de la circulation au vent thermique. Dans cette configuration, les

grandeurs dépendantes de la pression (voir 3.1) peuvent être écrites sous la forme d'une valeur moyenne  $\bar{X}_P$  et d'une perturbation sur l'isobare  $\tilde{X}_P$  :

$$X_P = \bar{X}_P + \tilde{X}_P P_2(\cos \theta) \quad (3.35)$$

avec  $P_2(\cos \theta)$  le polynôme de Legendre d'ordre 2. On peut alors déduire (voir Maeder & Zahn 1998) une expression de la vitesse de la circulation méridienne. Mathis & Zahn (2004) ont étendu le formalisme de Zahn (1992) à l'ordre 4 permettant de raffiner l'expression. La vitesse de circulation s'écrit alors comme une fonction du rayon telle que :

$$U_2(r) = \frac{LP}{M_{\text{eff}} C_P \bar{\rho} \bar{T} \bar{g}} \frac{1}{\nabla_{ad} - \nabla_* + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu} [u_B + u_{Th} + u_{N-G} + u_{NS}] \quad (3.36)$$

où  $L, P, C_P, \bar{\rho}, \bar{T}$  et  $\bar{g}$  ont leur significations usuelles,  $M_{\text{eff}}$  la masse effective de l'étoile (prenant en compte l'effet de la force centrifuge),  $\nabla_{ad}$  et  $\nabla_*$  sont respectivement les gradients adiabatique et radiatif définis par les équations (2.7) et (2.8). Les termes  $u_B, u_{Th}, u_{N-G}$  et  $u_{NS}$  sont les différentes composantes de la circulation méridienne.  $u_B$  est le terme lié à la baroclinicité (non-coïncidence des isobares et isodensités),  $u_{Th}$ , le terme lié à la partie thermique de la circulation,  $u_{N-G}$  représente la partie due aux réactions nucléaires et la production d'énergie générée par les ajustements structuraux et enfin  $u_{NS}$  est lié à l'évolution temporelle de l'étoile et aux processus non-stationnaires qui en découlent (Decressin et al. 2009; Mathis & Zahn 2004; Zahn 1992). Les expressions de ces termes sont les suivantes :

$$u_B = \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{\bar{\Omega}^2}{2\pi G \bar{\rho}} - \frac{2}{3} \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} (\varphi \Lambda_2 - \delta \Psi_2) - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}{\varepsilon_m} \right) \bar{\Omega}^2 \partial_r \left( \frac{r^2}{g} \right) - \frac{2}{3} \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} (\varphi \Lambda_2 - \delta \Psi_2), \quad (3.37)$$

$$u_{Th} = \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} \left( \frac{r}{3} \partial_r \mathcal{A}_2(r) - \frac{2H_T}{r} \left( 1 + \frac{D_h}{K_T} \right) \Psi_2 \right), \quad (3.38)$$

$$u_{NG} = \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}{\varepsilon_m} (\mathcal{A}_2(r) + (f_\varepsilon \varepsilon_T - f_\varepsilon \delta + \delta) \Psi_2 + (f_\varepsilon \varepsilon_\mu - f_\varepsilon \varphi + \varphi) \Lambda_2), \quad (3.39)$$

$$u_{NS} = \frac{M_{\text{eff}}}{L} C_P T \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} \quad (3.40)$$

en posant

$$\mathcal{A}_2(r) = H_T \partial_r \Psi_2 - (1 - \delta + \chi_T) \Psi_2 - (\varphi + \chi_\mu) \Lambda_2 \quad (3.41)$$

avec  $H_T$  et  $H_P$  les échelles de hauteur de température et de pression ( $H_P = |dr/d\ln P|$  et  $H_T = |dr/d\ln \bar{T}|$ ),  $K_T$  la diffusivité thermique,  $D_h$  le coefficient de diffusion horizontale,  $f_\varepsilon = \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_{\text{grav}}}$  avec  $\bar{\varepsilon}$  et  $\bar{\varepsilon}_{\text{grav}}$  les termes de production d'énergie nucléaire et gravothermale.  $\varepsilon_T = \left( \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln T} \right)_{\mu, P}$  et  $\chi_T = \left( \frac{\partial \ln \chi}{\partial \ln T} \right)_{\mu, P}$  où  $\chi$  est la conductivité thermique, de même  $\varepsilon_\mu = \left( \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln \mu} \right)_{T, P}$  et  $\chi_\mu = \left( \frac{\partial \ln \chi}{\partial \ln \mu} \right)_{T, P}$ . Les coefficients  $\delta$  et  $\varphi$  sont, eux, dérivés de l'équation d'état tels que  $\delta = - \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_{P, \mu}$  et  $\varphi = \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{P, T}$ . On note également  $\varepsilon_m = L_P/M_P$  et  $\rho_m = 3\bar{g}(r)/4\pi r_P G$  la production d'énergie et la densité moyennes sous une isobare.

Enfin, les grandeurs

$$\Psi_2 = \frac{\tilde{T}_2}{\bar{T}} \text{ et } \Lambda_2 = \frac{\tilde{\mu}_2}{\bar{\mu}} \quad (3.42)$$

sont les variations sur l'isobare de température et de poids moléculaire moyen, au second ordre. On retrouve alors l'équation du vent thermique et la variable  $\Theta$  de Zahn (1992) et Maeder & Zahn (1998) telle que

$$\boxed{\frac{\bar{g}}{r} \Theta_2 = \frac{\bar{g}}{r} (\varphi \Lambda_2 - \delta \Psi_2) = \frac{1}{3} r \partial_r (\bar{\Omega}^2)}. \quad (3.43)$$

### 3.2.4 Ondes internes de gravité

Les ondes internes de gravité sont générées à l'interface des zones convectives et se propagent dans la zone radiative où la stratification est suffisamment importante (Schatzman 1993). La relation de dispersion est la suivante :

$$\omega^2 = N^2 \frac{k^2}{m^2 + k^2}, \quad (3.44)$$

avec  $\omega$  la fréquence de l'onde,  $k$  le nombre d'onde,  $N$  la fréquence de Brunt-Väisälä et  $m$  l'ordre azimuthal de l'onde. On prête aux ondes de gravité la capacité à transporter du moment cinétique en affectant peu la composition chimique. Ce transport dépend de la fréquence de l'onde ainsi que de ses trois nombres caractéristiques :  $n$ ,  $l$  et  $m$ .

1.  $n$  : ordre radial de l'onde (le nombre de nœuds le long du rayon),
2.  $l$  : le degré de l'onde (le nombre de nœuds le long d'un méridien),
3.  $m$  : ordre azimuthal de l'onde (le nombre de nœuds le long de l'équateur).

### Excitation

Les ondes de gravité sont excitées par les zones convectives par deux processus :

- L'excitation par les contraintes visqueuses à l'interface zone convective/zone radiative.
- L'excitation par la pénétration de panaches convectifs de la zone convective dans la zone radiative.

L'excitation par ce second processus reste difficilement quantifiable analytiquement à ce jour. Certains travaux permettent de donner une proportionnalité de l'excitation par les deux processus. Lecoanet & Quartaert (*e.g.* 2013) donnent ainsi un facteur multiplicatif variant entre 1 et 5 permettant de compenser pour la génération des ondes par la pénétration des panaches convectifs. On a l'expression suivante pour le flux d'énergie cinétique par unité de fréquence à l'interface d'une zone convective généré par la contrainte de Reynolds sur la stratification :

$$\boxed{\mathcal{F}_E(l, \omega) = \frac{\omega^2}{4\pi} \int dr \frac{\rho^2}{r^2} \left[ \left( \frac{\partial \xi_r}{\partial r} \right)^2 + l(l+1) \left( \frac{\partial \xi_h}{\partial r} \right)^2 \right] \times \exp[-h_\omega^2 l(l+1)/2r^2] \frac{v_c^3 L^4}{1 + (\omega \tau_L)^{15/2}}}, \quad (3.45)$$

avec  $\xi_r$  et  $[l(l+1)]^{1/2} \xi_h$  les déplacements radiaux et horizontaux normalisés au flux d'énergie au bord de la zone convective considérée,  $v_c$  la vitesse convective,  $L = \alpha_c H_P$  la taille des tourbillons turbulents responsables du transport de l'énergie,  $\tau_L \approx L/v_c$  le temps de retournement convectif caractéristique,  $H_P$  l'échelle de hauteur de pression ( $P/\rho g$ ) et  $h_\omega$  la taille maximale le long du rayon des tourbillons à un rayon  $r$  avec une fréquence caractéristique supérieure ou égale à  $\omega$  ( $h_\omega = L \min[1, (2\omega \tau_L)^{-3/2}]$ ).



Le flux moyen de moment cinétique porté par une onde monochromatique d'ordre  $l$  et de fréquence  $\omega$  suit la relation suivante :

$$\mathcal{F}_{J,r_{cz}}(m, l, \omega) = \frac{2m}{\omega} \mathcal{F}_E(l, \omega) \quad (3.46)$$

avec  $m$  l'ordre azimuthal, on notera  $m > 0$  pour une onde prograde et  $m < 0$  pour une onde rétrograde (voir Goldreich & Nicholson 1989; Zahn et al. 1997). Enfin, on définit la luminosité des ondes comme le flux de moment généré à l'interface convective du cœur ou de l'enveloppe :

$$\mathcal{L}_{J,l,m}(r_{cz}) = 4\pi r_{cz}^2 \mathcal{F}_{J,r_{cz}}. \quad (3.47)$$

### Amortissement

L'onde subit ensuite un amortissement radiatif au sein de la zone radiative. Cet amortissement dépend de la fréquence locale de l'onde  $\sigma(r) = \omega - m[\Omega(r) - \Omega_{ZC}]$  avec  $\Omega_{ZC}$  le taux de rotation de l'enveloppe convective et  $\omega$  la fréquence de l'onde dans le référentiel d'émission de l'onde. L'amortissement s'écrit sous la forme d'une exponentielle décroissante telle que  $\mathcal{L}_J(r) = \mathcal{L}_{J,e} + \mathcal{L}_{J,c}$  avec  $\mathcal{L}_{J,e}$  la luminosité des ondes émises par l'enveloppe convective et  $\mathcal{L}_{J,c}$ , celle des ondes du cœur convectif, on a

$$\mathcal{L}_J(r) = \sum_{\sigma,l,m} \mathcal{L}_{J,l,m}(r_e) \exp[-\tau(r, \sigma, l)] + \sum_{\sigma,l,m} \mathcal{L}_{J,l,m}(r_c) \exp[-\tau(r, \sigma, l)], \quad (3.48)$$

avec le taux d'amortissement local  $\tau$  :

$$\tau(r, \sigma, l) = [l(l+1)]^{3/2} \int_r^{r_{cz}} (K_T + \nu_v) \frac{NN_T^2}{\sigma^4} \left( \frac{N^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{1/2} \frac{dr}{r^3}, \quad (3.49)$$

dans lequel on retrouve la dépendance à la diffusivité thermique  $K_T$  et la viscosité turbulente verticale  $\nu_v$ .

Globalement, le flux de moment cinétique transporté dans la zone radiative par les ondes internes de gravité est dominé par les ondes de basses fréquences et de bas degrés. L'expression de l'amortissement montre que ces ondes se propagent plus profondément dans l'étoile (faibles  $l$ ) et que les composantes progrades et rétrogrades sont suffisamment différentes pour que le flux net de moment cinétique soit le plus important ( $\sigma \ll N$ ). On notera également que les ondes rétrogrades de bas degrés dominent naturellement le flux de moment cinétique, et transportent un flux de moment cinétique négatif dans les régions plus profondes de l'étoile. À l'inverse, les ondes de hauts degrés  $l$  sont dissipées très proches de l'enveloppe convective.

Ce formalisme a été implémenté dans STAREVOL au cours d'une série d'article de Pantillon et al. (2007); Talon & Charbonnel (2003, 2004b, 2005, 2008)

## 3.2.5 Instabilité magnéto-hydrodynamique de Tayler-Spruit

### Dynamo de Tayler-Spruit

L'intérieur stellaire étant fortement ionisé, on s'attend à ce que les mouvements de particules chargées génèrent des courants électriques et des champs magnétiques. Cependant, bien que dans les zones convectives il est communément admis que les mouvements à grandes échelles entraînent la mise en place d'une dynamo permettant l'existence d'un champ à grande échelle, il est moins évident qu'un effet dynamo similaire puisse exister également dans la zone radiative.

Spruit (2002) a cependant proposé l'idée qu'une instabilité magnéto-hydrodynamique (MHD) pourrait se développer localement du fait d'une rotation différentielle en milieu stratifié et de la présence d'un

champ toroïdal dans la zone radiative (Tayler 1973). Cette instabilité serait alors susceptible de transporter bien plus efficacement le moment cinétique que ne peuvent le faire les instabilités hydrodynamiques dites classiques.

Maeder & Meynet ont implémenté ce formalisme dans le code d'évolution stellaire de Genève et ont publié une série de quatre articles<sup>4</sup> développant les effets de cette dynamo. En particulier, Maeder & Meynet (2004) montrent que les modèles d'étoiles calculés avec la dynamo dite de Tayler-Spruit ont des propriétés plus similaires à des étoiles sans rotation qu'à des étoiles en rotation. Le transport d'éléments chimiques est, par exemple, fortement réduit du fait de la très faible rotation différentielle.

D'après Maeder & Meynet (2004) le formalisme est le suivant :

On considère dans un premier temps la densité d'énergie  $u_B$  du champ magnétique d'intensité  $B$  dans un milieu stratifié stable :

$$u_B = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{1}{2}\rho r^2 \omega_A^2 \quad (3.50)$$

avec la fréquence d'Alfvén en géométrie sphérique  $\omega_A^2 = \frac{B^2}{4\pi r^2 \rho}$ . Dans ce milieu, la rotation entraîne toutefois des mouvements oscillatoires (d'amplitude  $l/2$ ) autour d'une position d'équilibre avec une fréquence égale à  $N$  (la fréquence de Brunt-Väisälä) qui donnent une densité moyenne d'énergie cinétique

$$u_N = f_N \rho l^2 N^2, \quad (3.51)$$

avec le facteur géométrique  $f_N \approx 1$ . Si le champ magnétique produit une instabilité avec une composante verticale, on doit avoir  $u_B > u_N$ . Autrement, la force de rappel liée à la gravité qui agit sur une échelle de temps dynamique s'opposerait immédiatement à l'instabilité magnétique. De cette inégalité, on obtient l'expression suivante :

$$l^2 < \frac{1}{2f_N} r^2 \frac{\omega_A^2}{N^2}. \quad (3.52)$$

En posant  $f_N = 1/2$ , on a la condition pour l'amplitude verticale de l'instabilité :

$$l < r \frac{\omega_A}{N} \quad (3.53)$$

avec  $r$  le rayon de l'étoile. Ceci signifie qu'il y a une taille maximale pour la longueur verticale  $l$  de l'instabilité magnétique. De manière à ne pas être trop rapidement réduite par la diffusion magnétique, la longueur verticale de l'instabilité doit satisfaire le critère suivant :

$$l^2 > \frac{\eta}{\sigma_B} = \frac{\eta \Omega}{\omega_A^2}, \quad (3.54)$$

où  $\Omega$  est le taux de rotation et  $\sigma_B$  le taux de croissance caractéristique du champ magnétique. Dans une étoile en rotation, ce taux de croissance est donné par  $\sigma_B = (\omega_A^2/\Omega)$  à cause de la force de Coriolis. On obtient une expression de stabilité marginale en combinant les équations 3.54 et 3.53 :

$$\left(\frac{\omega_A}{\Omega}\right)^4 = \frac{N^2}{\Omega^2} \frac{\eta}{r^2 \Omega}. \quad (3.55)$$

En posant ensuite l'égalité du temps d'amplification de l'instabilité de Tayler  $\tau_a = N/(\omega_A \Omega q)$  avec l'inverse de la fréquence caractéristique du champ magnétique  $\sigma_B$ , on arrive à l'équation (Spruit 2002) :

$$\frac{\omega_A}{\Omega} = q \frac{\Omega}{N} \text{ avec } q = -\frac{\partial \ln \Omega}{\partial \ln r}. \quad (3.56)$$

4. Eggenberger et al. (2005); Maeder & Meynet (2003, 2004, 2005)

En exprimant  $N^2$  à partir de l'équation 3.57 et en reportant l'expression ainsi obtenue dans l'équation 3.56, on peut écrire la diffusivité magnétique

$$\eta = \frac{r^2 \Omega}{q^2} \left( \frac{\omega_A}{\Omega} \right)^6 \quad (3.57)$$

Les équations 3.55 et 3.56 forment un système d'équations couplées liant les deux grandeurs inconnues  $\omega_A$  et  $\eta$ . On pourrait également considérer le système d'équations formé par les équations 3.56 et 3.57. Formellement, si l'on prend en compte l'expression complète du gradient thermique  $\nabla$ , le système d'équations serait alors de degré 10 en  $x = \left( \frac{\omega_A}{\Omega} \right)^2$  (Maeder & Meynet 2004). La très faible valeur du rapport  $\eta/K_T \ll 1$  nous permet de ramener ce système d'équation à un degré 4 :

$$\frac{r^2 \Omega}{q^2 K} (N_T^2 + N_\mu^2) x^4 - \frac{r^2 \Omega^3}{K_T} x^3 + 2N_\mu^2 x - 2\omega^2 q^2 = 0. \quad (3.58)$$

La solution à cette équation, qui est facilement obtenue numériquement, nous fournit la fréquence d'Alfvén et, grâce à l'équation 3.57, la diffusivité magnétique.

La composante azimuthale du champ magnétique est bien plus forte que la composante radiale dans le cas de la dynamo de Tayler-Spruit. On a ainsi pour ces composantes :

$$B_\phi = r \omega_A \sqrt{4\pi \rho} \quad (3.59)$$

$$B_r = B_\phi (l_r/r) \quad (3.60)$$

où  $\omega_A$  est la solution de l'équation générale 3.58 et  $l_r$  est donné par l'équation 3.53.

Si l'on regarde maintenant le transport de moment cinétique par le champ magnétique, on écrit d'abord la contrainte azimuthale par unité de volume liée au champ magnétique :

$$S = \frac{1}{4\pi} B_r B_\phi = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{l_r}{r} \right) B_\phi^2 = \rho r^2 \left( \frac{\omega_A^2}{N} \right), \quad (3.61)$$

puis la viscosité  $\nu_B$  pour le transport vertical de moment cinétique qu'on écrit en terme de  $S$  (Spruit 2002) :

$$\nu_B = \frac{S}{\rho q \Omega} \rightarrow \nu_B = \frac{\Omega r^2}{q} \left( \frac{\omega_A}{\Omega} \right)^3 \left( \frac{\Omega}{N} \right). \quad (3.62)$$

C'est l'expression générale de  $\nu_B$  avec  $\omega_A$  donnée par la solution de l'équation 3.58. Nous avons maintenant le jeu d'équations complet nécessaire pour obtenir la fréquence d'Alfvén  $\omega_A$  et la diffusivité magnétique  $\eta$ . Rappelons que  $\eta$  exprime aussi le transport vertical d'espèces chimiques, tandis que la viscosité  $\nu_B$  détermine le transport vertical de moment cinétique par le champ magnétique.

D'autres travaux avec l'implémentation d'un champ magnétique dans un modèle d'évolution stellaire existent et prennent en compte les effets d'un champ axisymétrique sur la structure stellaire. Cependant, ces travaux ne déterminent pas les effets du champ magnétique sur le transport de moment cinétique (Feiden & Chaboyer 2012). Feiden & Chaboyer (2012) ont étudié l'impact d'un champ magnétique global appliqué à une étoile. Ils ont en particulier regardé l'effet de la pression magnétique sur les équations de la structure stellaire ainsi que l'effet du champ magnétique sur la longueur de mélange à utiliser dans le cas de la MLT. Cependant, ils n'ont à aucun moment étudié le transport de moment cinétique associé.

### 3.2.6 Transport de moment cinétique

Si les seuls processus de transport du moment cinétique que l'on considère sont la circulation méridienne et la turbulence de cisaillement verticale, la distribution de moment cinétique dans l'étoile obéit alors à l'équation d'advection-diffusion suivante :

$$\rho \frac{d(r^2 \bar{\Omega})}{dt} = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^4 \bar{\Omega} U_2(r)) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho v_v r^4 \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r} \right). \quad (3.63)$$

Avec

$$\bar{\Omega}(r) = \frac{\int_0^\pi \Omega(r, \theta) \sin^3 \theta d\theta}{\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta} \quad (3.64)$$

tel que  $\Omega(r, \theta) = \bar{\Omega}(r) + \hat{\Omega}(r, \theta)$  sous l'hypothèse essentielle que  $|\hat{\Omega}| \ll \bar{\Omega}$

La partie gauche de l'équation (3.63) prend en compte les changements structurels au cours de l'évolution, la contraction ou l'expansion de l'étoile. À droite, on peut noter que le premier terme correspond à un processus advectif par la circulation de vitesse  $U_2$ , tandis que le deuxième correspond à un processus diffusif lié à la turbulence de cisaillement et décrit le transport vertical associé.

Si l'on néglige l'évolution structurelle de l'étoile, cette équation admet une solution stationnaire dans laquelle l'advection est contrebalancée par la diffusion turbulente. On obtient alors une étoile ayant un cœur en rotation 20% plus rapide que sa surface (Talon et al. 1997; Urpin et al. 1996). Si l'étoile n'est pas chimiquement homogène, la circulation méridienne transforme la stratification verticale en variations horizontales de poids moléculaire moyen qui contribuent alors au flux de chaleur via l'équation d'état. Le nouvel équilibre requiert alors une augmentation de la rotation différentielle (comparé au cas homogène) de manière à maintenir une solution asymptotique (voir *e.g.* Palacios et al. 2003; Talon et al. 1997).

Dans un second temps, si l'on rajoute le transport par l'instabilité MHD de Tayler-Spruit et par les ondes de gravité, on ajoute un coefficient de diffusion lié à la dynamo de Tayler-Spruit  $v_B$  et un terme supplémentaire pour la luminosité des ondes  $\mathcal{L}_J(r)$  :

$$\rho \frac{d(r^2 \bar{\Omega})}{dt} = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^4 \bar{\Omega} U_2(r)) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho (v_v + v_B) r^4 \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r} \right) \pm 2 \frac{3}{8\pi} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \mathcal{L}_J(r), \quad (3.65)$$

Le signe devant la luminosité des ondes correspond au sens de propagation des ondes. Le facteur 2 compense l'excitation des ondes par la pénétration de plumes convectives. Enfin le facteur  $3/8\pi$  correspond à la moyenne géométrique appliquée au flux des ondes ; celui-ci devra être modifié de manière à prendre en compte le piégeage équatorial des ondes internes lorsque la force de Coriolis sera prise en compte dans le calcul des ondes.

### 3.2.7 Transport d'éléments chimiques

En ce qui concerne les éléments chimiques, les effets combinés de la circulation méridienne et de la turbulence horizontale génèrent un transport vertical d'éléments chimiques (voir *e.g.* Chaboyer & Zahn 1992; Charbonneau 1992). C'est le cas lorsque la turbulence horizontale réduit en permanence les inhomogénéités chimiques horizontales, entravant ainsi l'advection. L'équation d'advection, avec les diffusions horizontale et verticale, peut ainsi être remplacée par une équation d'évolution des éléments chimiques purement diffusive, avec un transport dû à la turbulence verticale  $D_v$  et une diffusivité effective dépendante du transport turbulent horizontal  $D_h$  et de la vitesse d'advection  $u$  :

$$\rho \frac{dc_i}{dt} = \rho \dot{c}_i + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho V_{ip} c_i] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \rho (D_{\text{eff}} + D_v) \frac{\partial c_i}{\partial r} \right], \quad (3.66)$$

pour une espèce chimique  $i$  de concentration molaire  $c_i$ . La diffusivité effective peut s'écrire  $D_{\text{eff}} = \frac{|rU_2(r)|C_h}{30}$  (Chaboyer & Zahn 1992);  $\dot{c}_i$  est le taux de production/destruction de l'espèce  $i$  par les réactions nucléaires et  $V_{ip}$  est la vitesse de diffusion atomique obtenu ici grâce à Paquette et al. (1986). Le coefficient  $C_h$  est tel que  $C_h = \frac{|rU_2(r)|}{D_h}$ .

Mentionnons également, comme limitation au modèle actuel, l'incertitude majeure faite sur le coefficient de diffusion horizontal  $D_h$ . Sa magnitude elle-même reste incertaine, mais plus encore, il ne prend pas en compte le rayon de Rossby. C'est l'échelle à laquelle l'accélération de Coriolis devient comparable à la stratification verticale et qui, dans l'atmosphère terrestre limite fortement l'homogénéisation horizontale. Avec des valeurs de  $N$  et  $H_p$  typiques des intérieurs stellaires, il est de l'ordre  $L_{\text{Rossby}} = (50R)/(V_{\text{surf}} \sin(\theta))$  avec  $V_{\text{surf}}$  en  $\text{km.s}^{-1}$ . Cette limite est donc à prendre en compte pour des étoiles de type solaire avec des vitesses de rotation de surface supérieures à  $100 \text{ km.s}^{-1}$  environ.

### 3.3 Vents stellaires et perte de moment cinétique

Les étoiles possédant une enveloppe convective génèrent un champ magnétique à grande échelle susceptible d'interagir avec le vent stellaire de l'étoile. Comme décrit dans l'introduction et amené par Parker (1958) et Schatzman (1962), le champ magnétique est alors gelé dans le vent stellaire et entraîne une déformation des lignes de champ lorsque le vent s'éloigne de l'étoile. Cette déformation des lignes de champ par le vent stellaire génère un couple à la surface de l'étoile et une perte nette de moment cinétique pour l'étoile s'opère dès lors que la matière s'échappe de son rayon d'action. Celui-ci est définie comme le rayon d'Alfvén : la limite d'influence magnétique de l'étoile. Cette perte de moment cinétique par les vents dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels la perte de masse de l'étoile, la vitesse de rotation de l'étoile et le rayon d'Alfvén, qui dépend lui-même de l'intensité du champ magnétique, de la perte de masse elle-même, de la masse de l'étoile, de la vitesse du vent, etc...

Le freinage par les vents vient s'ajouter à l'équation de transport interne de moment cinétique comme une condition à la limite externe de la zone de transport du moment cinétique. On considère donc que le moment cinétique est extrait de l'ensemble de la zone convective, celle-ci étant en rotation solide. Cette hypothèse est justifiée en considérant les échelles de temps de transport. La convection transporte le moment cinétique à l'échelle dynamique de la rotation stellaire tandis que le freinage érode le réservoir de moment cinétique de l'étoile sur des échelles de temps typiques de l'évolution. On a donc la condition de surface pour l'équation du moment cinétique (Eq. 3.63) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \Omega \int_{r_t}^R r^4 \rho dr \right] = -\frac{1}{5} r^4 \rho \Omega U_2 + \mathcal{F}_\Omega, \quad (3.67)$$

avec  $r_t$  le rayon à la base de la zone convective et  $\mathcal{F}_\Omega$  le couple exercé par les vents stellaires sur l'étoile. On voit donc directement la répercussion que peut avoir le freinage sur la circulation méridienne qui est ainsi chargée à elle seule de compenser sous l'enveloppe convective les pertes de moment.

Au début de cette thèse, étaient implémentées dans le code STAREVOL les lois de perte de moment cinétique les plus usitées encore aujourd'hui, à savoir l'expression de Skumanich (1972) qui contraint directement la vitesse de rotation de surface et l'expression de Kawaler (1988) en prenant en plus en compte la saturation du champ magnétique lorsque la rotation de l'étoile dépasse une certaine valeur (Chaboyer et al. 1995).

#### 3.3.1 Skumanich (1972)

Skumanich (1972) donne une loi empirique pour la vitesse angulaire de surface, la perte de moment

cinétique en est alors une conséquence :

$$\Omega_S = \Omega_{init} \times t^{-1/2} \quad (3.68)$$

Cette loi n'est valable qu'en partant d'une vitesse maximale, supposée atteinte à la fin de la PMS. Elle représente très bien dans le cas solaire le ralentissement qui s'opère à partir de l'âge des Hyades typiquement ( $t \gtrsim 5 \cdot 10^8$  ans).

### 3.3.2 Kawaler (1988)

Kawaler (1988) donne une expression caractérisant la quantité de moment cinétique qui est perdue au cours du temps en simplifiant l'expression de Weber & Davis (1967). Chaboyer et al. (1995) ont proposé de rajouter une saturation lorsque le taux de rotation dépasse une certaine valeur  $\Omega_{sat}$ .

$$\frac{dJ}{dt} = \begin{cases} K_W \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}_{14}^{1-2n/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-n/3} \Omega_S \Omega_{sat}^2 & \text{Dans le cas saturé} \\ K_W \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}_{14}^{1-2n/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-n/3} \Omega_S \Omega_S^{4n/3} & \text{Dans le cas insaturé} \end{cases} \quad (3.69)$$

Dans la littérature, l'index  $n$  caractéristique de la configuration magnétique est presque toujours fixé à  $3/2$  de manière à reproduire les observations données entre autres par Skumanich (1972) (voir Kawaler 1988; Palacios et al. 2003). La constante  $K_W$  est à calibrer sur les observations,  $R$ ,  $R_\odot$ ,  $M$  et  $M_\odot$  sont respectivement le rayon de l'étoile, le rayon solaire, la masse de l'étoile et la masse solaire.  $\Omega_S$  représente le taux de rotation de surface de l'étoile tandis que  $\dot{M}_{14} = \dot{M} \times 10^{-14}$  avec  $\dot{M}$  la perte de masse par les vents stellaires en unités de masse solaire par an.

### 3.3.3 Matt et al. (2012)

L'expression donnée par Matt et al. (2012) est plus complexe et nécessite d'être couplée à une prescription donnant une valeur moyenne du champ magnétique et un taux de perte de masse cohérent. Cependant elle a le grand mérite d'intégrer la saturation dans une seule expression et de prendre en compte la structure de l'étoile pour le calcul de la perte de moment cinétique, ce qui permet de conserver une unique expression à différentes masses ou métallicités. Matt et al. (2012) proposent trois expressions équivalentes :

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{K_1^2}{(2G)^m} \bar{B}^{4m} \dot{M}_W^{1-2m} \frac{R^{5m+2}}{M^m} \frac{\Omega}{(K_2^2 + 0.5f^2)^m} \quad (3.70)$$

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{K_1^2}{\sqrt{2}} \bar{B}^{4m} \dot{M}_W^{1-2m} R^{4m+1} v_{esc}^{1-2m} \frac{f}{(K_2^2 + 0.5f^2)^m} \quad (3.71)$$

$$\frac{dJ}{dt} = K_1^2 \bar{B}^{4m} \dot{M}_W^{1-2m} R^{4m+2} \frac{\Omega}{(K_2^2 v_{esc}^2 + \Omega^2 R^2)^m} \quad (3.72)$$

avec  $R$  le rayon de l'étoile,  $K_1$ ,  $K_2$  des constantes à calibrer pour reproduire les observations (*i.e.* les vitesses de rotation en fonction de la masse  $M$  et de l'âge). L'exposant  $m$  est déterminé par la géométrie du champ magnétique et les profils d'accélération du vent (Réville et al. 2015),  $f = \frac{3}{2} \Omega \sqrt{\frac{R^3}{GM}}$  est la fraction de la vitesse de rotation critique,  $G$  étant la constante de gravitation.  $v_{esc}$  est la vitesse d'échappement à la surface de l'étoile et  $\bar{B}$  est le champ magnétique moyen à la surface de l'étoile. Enfin,  $\dot{M}_W$  représente la perte de masse par les vents stellaires. Nous sélectionnerons ici l'expression (3.70). Il reste donc à déterminer l'intensité moyenne du champ magnétique.

Nous supposons ici que le champ magnétique est généré par les mouvements convectifs à grande échelle agissant comme une dynamo stellaire (*e.g.* Donati 2011). Il est alors dépendant directement du taux de rotation de l'étoile et on peut écrire :

$$B_* f_* \propto \Omega_S^b \quad (3.73)$$

où  $B_*$  est l'intensité du champ magnétique moyen de l'étoile,  $f_*$  le facteur de remplissage (*i.e.* la fraction de la surface stellaire magnétisée, voir Reiners & Mohanty (2012)) et  $b$  un exposant donnant l'efficacité de la dynamo stellaire à produire un champ magnétique. Les mesures du champ magnétique des étoiles de type solaire, auxquelles cette thèse est dédiée, semblent indiquer que le champ magnétique est à l'équilibre thermique photosphérique et donc que l'intensité du champ peut être approximée par celle du champ à l'équipartition  $B_{eq}$  (Cranmer & Saar 2011, fig. 5).

$$B_* \simeq 1.13 B_{eq} \quad (3.74)$$

Cranmer & Saar (2011) ont montré que dans cette configuration, ce rapport ne dépend que très peu de la vitesse de rotation. On utilisera alors leur prescription qui donne une perte de masse dépendante de l'activité magnétique de l'étoile et donne directement une valeur pour le champ magnétique d'équipartition :

$$B_{eq} = \sqrt{8\pi P_*} = \sqrt{\frac{8\pi\rho_* k_B T_{\text{eff}}}{\mu m_H}} \quad (3.75)$$

avec  $P_*$  la pression du gaz photosphérique,  $\rho_*$  la densité à la photosphère,  $m_H$  la masse de l'atome d'hydrogène,  $k_B$  la constante de Boltzmann.

Le facteur de remplissage est pour sa part plus compliqué à déterminer et semble dépendre plus fortement de la vitesse de rotation et en particulier du nombre de Rossby lié à l'étoile. En régime stellaire, celui-ci est défini comme le rapport entre la période de rotation et le temps de retournement convectif (Landin et al. 2010). Cranmer & Saar (2011) donnent la dépendance suivante :

$$f_* = \frac{A}{[1 + (x/B)^\alpha]^\beta} \quad (3.76)$$

avec  $A$ ,  $B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  des valeurs obtenues par ajustement de données et  $x$  le nombre de Rossby normalisé à celui du Soleil  $x = Ro/Ro_\odot$ . Gallet & Bouvier (2013) donnent une expression de  $f_*$  à coupler avec l'expression du couple proposé par Matt et al. (2012) dans le cadre de leur modèle "bi-zone" :

$$f_* = \frac{0.55}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}} \quad (3.77)$$

Gallet & Bouvier (2013) ont utilisé les modèles de Baraffe et al. (1998) pour déterminer cette expression de  $f_*$ . Pour être tout à fait cohérent, j'ai recalibré l'expression pour obtenir une perte de masse solaire à l'âge du Soleil avec STAREVOL. J'ai obtenu :

$$f_* = \frac{0.4}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}} \quad (3.78)$$

Voir Amard et al. (2016) en annexe du chapitre 4 pour plus de détails.

### 3.3.4 Matt et al. (2015)

La dernière expression que nous présentons ici vise à se passer de calculer le champ magnétique ou la perte de masse pour déterminer la quantité de moment cinétique perdue par les vents magnétisés. Pour ce



faire, Matt et al. (2015) ont proposé de donner à ces deux grandeurs une dépendance au nombre de Rossby en les exprimant sous la forme :

$$\left(\frac{\bar{B}}{B_\odot}\right)^{4m} \left(\frac{\dot{M}_W}{\dot{M}_\odot}\right)^{1-2m} = \mathcal{Q} \left(\frac{Ro_\odot}{Ro}\right)^p, \text{ dans le cas insaturé : } \frac{Ro_\odot}{Ro} < \chi \quad (3.79)$$

$$\left(\frac{\bar{B}}{B_\odot}\right)^{4m} \left(\frac{\dot{M}_W}{\dot{M}_\odot}\right)^{1-2m} = \mathcal{Q}\chi^p, \text{ pour le cas saturé : } \frac{Ro_\odot}{Ro} > \chi \quad (3.80)$$

Pour une valeur de saturation variant avec le temps de retournement convectif  $\tau_{cz}$ ,

$$\chi \equiv \frac{Ro_\odot}{Ro_{\text{sat}}} \equiv \frac{\Omega_{\text{sat}} \tau_{cz}}{\Omega_\odot \tau_{cz\odot}}. \quad (3.81)$$

Le facteur  $\mathcal{Q}$  contient la dépendance de ces deux variables aux paramètres stellaires (masse, rayon). On peut ensuite exprimer le couple proprement dit dans les cas où le champ magnétique est saturé ou non :

$$\frac{dJ}{dt} = \begin{cases} \mathcal{T}_0 \left(\frac{\tau_{cz}}{\tau_{cz\odot}}\right)^p \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_\odot}\right)^{p+1} & \text{Dans le cas insaturé, } \frac{Ro_\odot}{Ro_*} > \chi \\ \mathcal{T}_0 \chi^p \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_\odot}\right) & \text{Dans le cas saturé, } \frac{Ro_\odot}{Ro_*} < \chi \end{cases} \quad (3.82)$$

avec

$$\mathcal{T}_0 = K \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{3.1} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{0.5} \gamma^{2m}, \quad (3.83)$$

où le facteur  $\gamma = \sqrt{1 + (f/0,072)^2}$  vient de l'équation (8) de Matt et al. (2012). L'exposant  $p$  utilisé comprend la dépendance de cette activité combinée (champ magnétique et perte de masse) au nombre de Rossby. On peut noter que le prendre égal à deux nous fait retomber, dans le cas non saturé à structure stellaire fixée, sur une dépendance  $dJ/dt \propto \Omega^3$  telle celle obtenue par Skumanich (1972). Cependant, le fait d'utiliser des modèles d'évolution rotationnelle découplant de manière cohérente la partie convective de la partie radiative peut amener à obtenir des valeurs différentes de 2 (voir entre autre Amard et al. 2016; Gallet & Bouvier 2015).





## Chapitre 4

# L'exemple d'une étoile de $1,2M_{\odot}$ à métallicité solaire

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Pré-séquence principale</b> . . . . .	<b>57</b>
4.1.1	Évolution de la structure . . . . .	57
4.1.2	Transport par les instabilités hydrodynamiques . . . . .	57
4.1.3	Ondes internes de gravité . . . . .	59
4.1.4	Champ magnétique : Dynamo de Tayler-Spruit . . . . .	61
4.1.5	Pré-Conclusion . . . . .	63
<b>4.2</b>	<b>Séquence principale</b> . . . . .	<b>64</b>
4.2.1	Transport par les instabilités hydrodynamiques . . . . .	64
4.2.2	Ondes internes de gravité . . . . .	66
4.2.3	Champ magnétique : Dynamo de Tayler-Spruit . . . . .	68
4.2.4	Pré-Conclusion . . . . .	69
<b>4.3</b>	<b>Branches des sous-géantes et des géantes rouges</b> . . . . .	<b>70</b>
4.3.1	Transport par les instabilités hydrodynamiques . . . . .	71
4.3.2	Contraindre le transport : ajout d'une viscosité artificielle $v_{\text{add}}$ . . . . .	71
4.3.3	Autres processus de transport . . . . .	73
4.3.4	Pré-Conclusion . . . . .	76
<b>4.4</b>	<b>Annexe chapitre</b> . . . . .	<b>77</b>
4.4.1	Exploration des processus de transport et d'extraction du moment cinétique . . . . .	77
4.4.2	Impact des ondes internes de gravité sur le profil de rotation des étoiles de pré-séquence principale de faibles masses . . . . .	93

---

Dans cette partie, je quantifie l'impact des différents mécanismes décrits dans le chapitre précédent sur l'évolution de la rotation interne et de surface d'une étoile de  $1,2 M_{\odot}$  à métallicité solaire. Une telle étoile possède une enveloppe convective suffisante (voir figure 4.1) pour permettre la génération d'un dipôle magnétique agissant à grande échelle et donc le ralentissement du taux de rotation de surface sur la séquence principale. Elle a par ailleurs une partie radiative conséquente au sein de laquelle peut se développer un transport de moment cinétique efficace. On comparera ce modèle aux observations existantes, aux différentes phases de l'évolution.

- 1 Lors de la pré-séquence principale on comparera le modèle aux observations de période de rotation de surface dans des amas ouverts jeunes.
- 2 Lors de la séquence principale, on pourra se référer aux mêmes observations de périodes de rotation dans les amas ouverts mais également au profil de rotation interne du soleil déduit de l'héliosismologie en calculant un modèle d' $1,0 M_{\odot}$  et en considérant que les mêmes processus de transport sont à l'œuvre dans une étoile de  $1,2 M_{\odot}$ .
- 3 Lors des phases plus avancées de l'évolution, on utilisera les données astérosismiques recueillies par les satellites *CoRoT* et *Kepler* pour contraindre la rotation du cœur de nos étoiles.

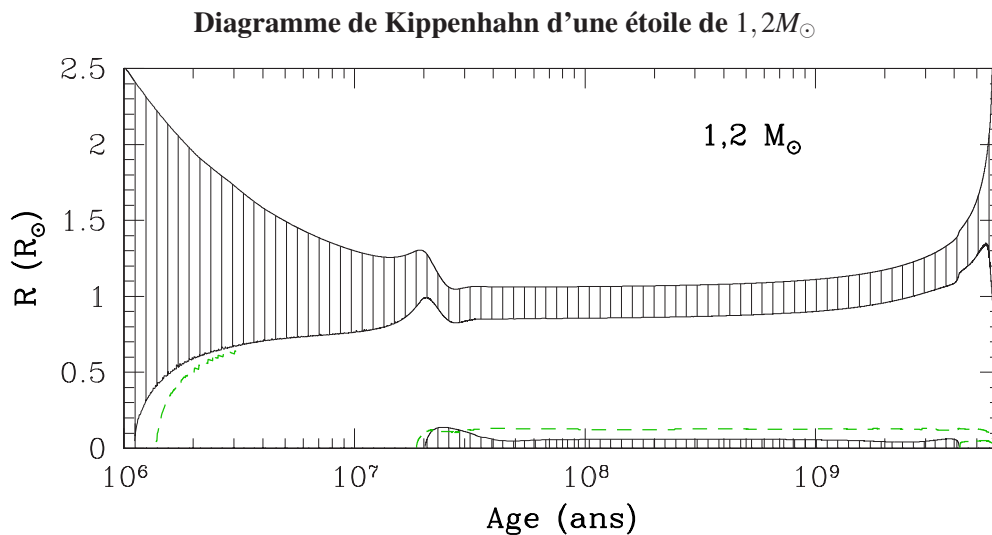


FIGURE 4.1 – Évolution de la structure d'une étoile de  $1,2M_{\odot}$ . Les zones hachurées représentent les zones convectives, le tracé supérieur indique le rayon de surface de l'étoile. En vert est indiquée la limite de la zone de combustion de l'hydrogène et en bleu la limite de combustion de l'hélium

Le modèle de  $1,2 M_{\odot}$  analysé ici est calculé avec le code STAREVOL en utilisant la calibration solaire présentée au chapitre précédent. Celle-ci est basée sur les abondances solaires de référence de Asplund et al. (2009). Ainsi j'ai adopté les valeurs suivantes pour la métallicité et la fraction masse d'hélium initiales  $Z = 0,014416$  et  $Y = 0,2733$ . Le paramètre de longueur de mélange  $\alpha_c$  vaut 2,1954 du fait de la prise en compte d'un traitement réaliste de l'atmosphère grâce aux modèles PHOENIX (Voir chapitre 2).

La rotation et ses effets sur la structure sont pris en compte tout au long de l'évolution dans nos modèles. On démarre dans chaque calcul évolutif avec une période de rotation initiale de 4,5 jours ( $2,55\mu Hz$ ). La durée de la phase de couplage avec le disque proto-planétaire est fixée à 5 millions d'années pendant lesquelles la surface de l'étoile est contrainte de tourner au même taux de rotation constant. Cette durée de vie de disque et cette période initiale, comme on l'a vu dans l'introduction, ne sont basées que sur des considérations observationnelles (de manière à reproduire au mieux la distribution de période initiale

dans les amas ouverts). Dans le cas présent, c'est un rotateur médian que l'on reproduit. Dès que la zone radiative se développe, on laisse évoluer le transport de moment cinétique selon l'équation Eq.3.65. Seul le modèle avec ondes nécessite un procédé particulier. On suppose dans ce cas une rotation solide dans la zone radiative jusqu'à la fin de la phase de disque avant de relâcher la contrainte sur l'intérieur et à la surface en même temps.

Le transport de moment cinétique dans la zone radiative obéit dans un premier temps à l'équation 3.63 lorsque l'on ne teste que les processus hydrodynamiques. Dans un deuxième temps, on ajoute le transport par les ondes internes de gravité, on utilise alors l'équation 3.65 en fixant  $v_B = 0$ . Dans les deux cas, l'extraction de moment cinétique est prise en compte à partir du moment où l'étoile se sépare de son disque, à 5 millions d'années. On utilise le formalisme donné par Matt et al. (2015) (soit l'équation 3.82 de cette thèse) en fixant les paramètres suivants <sup>1</sup> :

- Le nombre de Rossby de saturation  $\chi = 14$ ,
- L'exposant liant la rotation et l'activité  $p = 2.6$ ,
- L'exposant lié à la géométrie du champ magnétique  $m = 0.22$  (proche d'un dipôle) et
- La constante à calibrer sur le Soleil  $K = 2.5 \cdot 10^{30}$ .

Tous les modèles qui sont présentés ici sont calculés sans diffusion atomique, car le code ne permet pas de traiter les effets de diffusion radiative qui peuvent contrebalancer les autres effets dans le cas d'une étoile de  $1,2M_{\odot}$  sur la séquence principale.

Analysons dans un premier temps les modèles en rotation en ne prenant en compte que le transport de moment cinétique par les processus hydrodynamiques. Comme il l'a été décrit dans les sections 3.2.2 et 3.2.1, il existe de nombreuses prescriptions pour décrire le transport dans la zone radiative par les coefficients turbulents. Ces prescriptions ont été testées par Meynet et al. (2013) dans le cadre du calcul d'étoiles massives, mais avant cette année ceci n'avait jamais été fait pour des étoiles de faibles masses.

Dans Amard et al. (2016), nous nous sommes attelés à cette tâche, en particulier dans le but d'étudier la phase de recouplage attendue en première partie de séquence principale, lors de la phase de freinage.

Dans un deuxième temps, on regardera le transport de moment cinétique généré par les ondes internes de gravité et son impact sur le profil de rotation. Nous avons étudié ceci au début de la thèse sans inclure de freinage (Charbonnel et al. 2013) sur des étoiles de masses variant de 0,6 à 2,0 masses solaires. Les modèles présentés ici comprennent le transport par les deux types d'ondes, progrades et rétrogrades ( $m > 0$  et  $m < 0$ ) mais seule l'excitation d'ondes internes à la base de l'enveloppe est calculée, les ondes générées à l'interface du cœur convectif sont négligées (On montre dans Charbonnel et al. (2013) que pour cette gamme de masse, l'effet des ondes internes de gravité émises par le cœur convectif est très faible).

Enfin, nous verrons les travaux sur le champ magnétique d'autres auteurs, dans un but de comparaison. Le but de ce chapitre étant de discuter qualitativement et quantitativement l'impact des différents types de transport du moment sur le profil de rotation, bien qu'il n'ait pas été étudié directement comme un moyen de transport du moment cinétique dans la zone radiative, ce serait une faute de ne pas parler du champ magnétique. Je présenterai donc l'état de l'art actuel en ce qui concerne les modèles incluant un transport par le champ magnétique. On numérottera les modèles de 1 à 3 suivant la table 4.1.

---

1. utilisés à nouveau pour le modèle d'une masse solaire

TABLE 4.1 – Table des modèles de  $1,2M_{\odot}$ 

Modèle (numéro)	ondes internes de gravité	Prescriptions pour :	
		$D_h$	$D_v$
1	NON	Z92	TZ97
2	NON	MPZ	Z92
3	OUI	Z92	TZ97

### Évolution des périodes de rotation au cœur et à la surface- Évolution de la quantité de moment cinétique

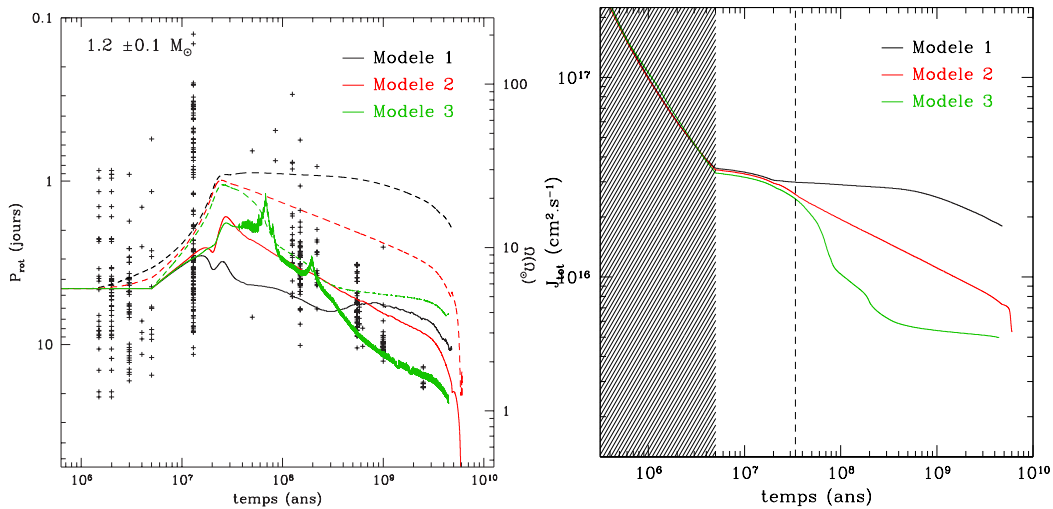


FIGURE 4.2 – À gauche : Évolution de la rotation de surface (ligne continue) et de la partie radiative (période de rotation d'un corps solide de même quantité de moment cinétique – tiret) pour les modèles 1 à 3 décrits dans la table 4.1. On montre les mesures de période de rotation des étoiles appartenant à des amas ouverts extraites de Bouvier et al. (2014) dont la masse a été déterminée comprise entre  $1,1$  et  $1,3 M_{\odot}$ . À droite : Évolution de la quantité de moment cinétique totale (intégrée sur l'ensemble de la structure) de nos 3 modèles en fonction du temps. La partie hachurée indique la période de couplage avec le disque proto-planétaire, pendant laquelle on suppose une vitesse angulaire de surface constante. La ligne verticale à  $t = 34\text{Ma}$  indique la fin de la pré-séquence principale.

## 4.1 Pré-séquence principale

### 4.1.1 Évolution de la structure

La pré-séquence principale est une phase dominée par la contraction de l'étoile et donc par des ajustements structuraux intervenant sur des échelles de temps bien plus courtes que la séquence principale (pour une étoile de  $1,2M_{\odot}$  à  $Z_{\odot}$ , STAREVOL indique que la PMS dure 35Ma et la séquence principale 5,5Ga). Le transport interne de moment cinétique n'a alors que peu d'impact, que ce soit sur la vitesse de surface ou le profil de rotation. La grande majorité des modèles d'évolution prenant en compte les effets de la rotation et publiés dans la littérature ne prennent pas en compte la perte de moment cinétique pendant cette phase (Charbonnel et al. 2013; Choi et al. 2016; Eggenberger et al. 2012). En réalité, comme on peut l'observer sur la figure 4.2, l'importante enveloppe convective et la vitesse de rotation maximale rendent la perte de moment cinétique non négligeable durant cette phase, malgré sa très courte durée. Cet effet est d'autant plus important que la masse de l'étoile est faible, par exemple, une étoile de  $0,8 M_{\odot}$  perd environ 40% de son moment cinétique par les vents lors de la PMS avec les prescriptions qui sont utilisées ici alors que notre modèle de  $1,2M_{\odot}$  perd seulement entre 15 et 20% par les vents stellaires. La perte de moment due au couplage avec le disque est largement plus importante (voir partie hachurée sur la figure de droite sur Fig. 4.2) mais concerne essentiellement une période pendant laquelle la modélisation du moment cinétique est extrêmement simplifiée<sup>2</sup>, on ne détaillera donc pas cette phase qui sort du cadre de l'évolution stellaire. Une description précise de l'évolution du moment cinétique lors cette phase demanderait à prendre en compte rigoureusement l'accrétion et la perte de moment cinétique par les jets (Voir *e.g.* Matt & Pudritz 2008), ce qui sort du cadre de cette étude.

### 4.1.2 Transport par les instabilités hydrodynamiques

Profils de rotation - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale

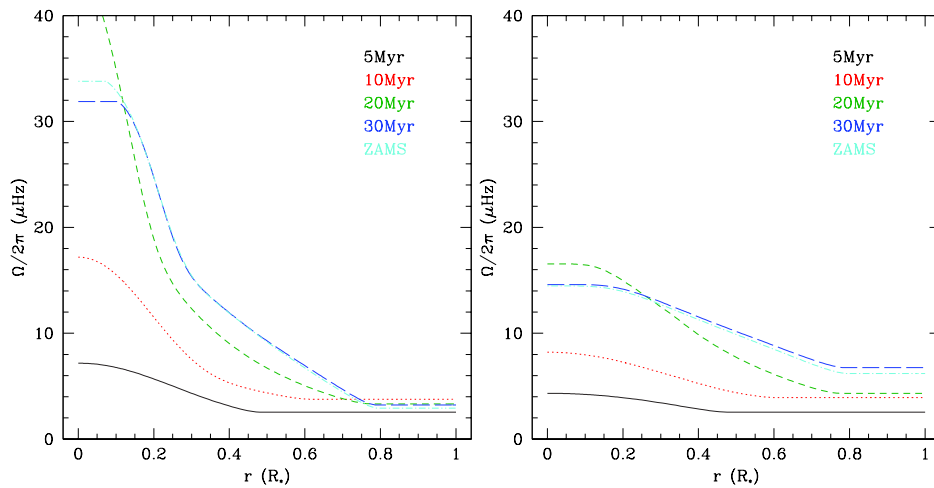


FIGURE 4.3 – Profil de rotation en fonction du rayon normalisé à 5 âges au cours de la pré-séquence principale. Gauche :  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$  ; Droite :  $D_h=MPZ04$ ,  $D_v=Z92$

On présente ici l'influence de différentes descriptions des instabilités hydrodynamiques sur le transport de moment cinétique dans la zone radiative de l'étoile.

2. Rotation solide tant que l'étoile est complètement convective et taux de rotation de surface fixé par la vitesse képlérienne du disque

## Flux de moment cinétique - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale

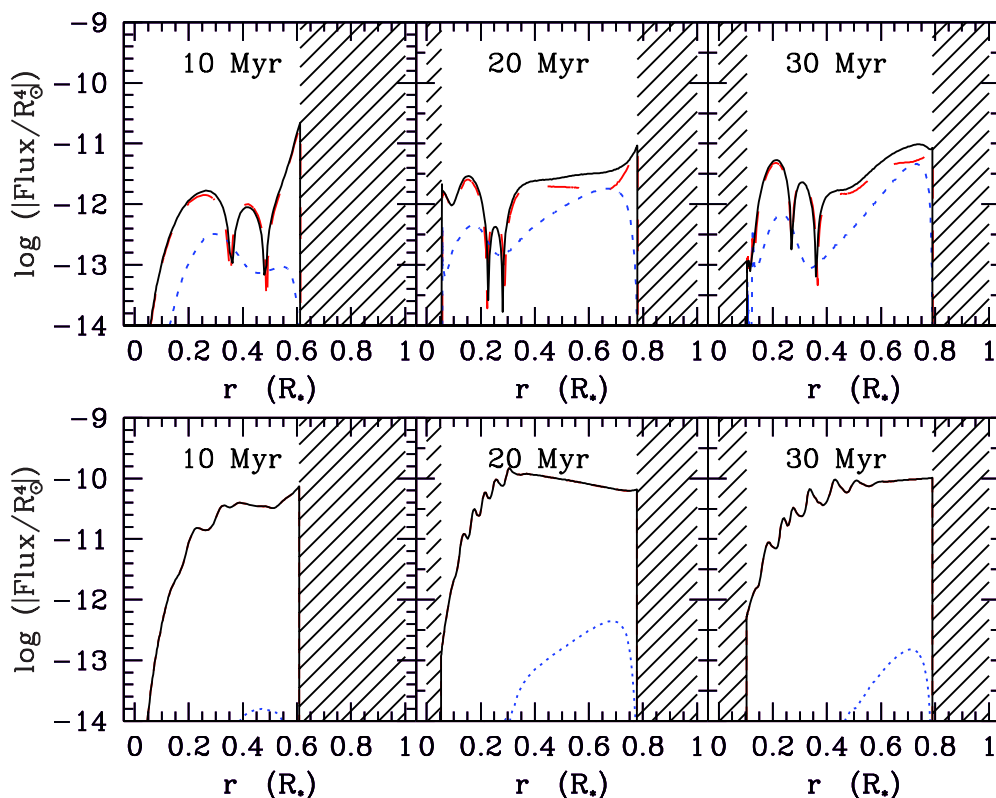


FIGURE 4.4 – Flux radial de moment cinétique total (noir) en fonction du rayon normalisé. On distingue le flux porté par la circulation méridienne (rouge, confondu en bas avec la somme des composantes) de celui porté par la turbulence de cisaillement (bleu). Haut :  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$  ; Bas :  $D_h=MPZ04$ ,  $D_v=Z92$

La figure 4.4 montre l'évolution du flux de moment cinétique au cours de la pré-séquence principale pour deux modèles (1-2) calculés avec deux jeux de prescriptions différents pour  $D_h$  et  $D_v$ . Dans tous les cas, le transport est dominé par la circulation méridienne (en rouge) face à la turbulence de cisaillement. Naturellement, le flux de moment cinétique augmente avec le rayon et est plus important à l'interface avec les zones convectives. Le modèle 1 montre des inversions du sens de la circulation, c'est-à-dire la mise en place de boucles de circulation en sens opposés. Celles-ci ne sont pas observées sur les autres modèles car l'un des termes de la circulation (cf. Sect. 3.2.3) domine le sens de circulation permettant une extraction plus efficace du moment cinétique des régions centrales. Le terme de cisaillement turbulent plus important avec le modèle 1 est lié à un double effet : d'une part, le coefficient de turbulence verticale (TZ97) est augmenté par la prise en compte dans son expression de la turbulence horizontale et d'autre part, la circulation étant moins efficace qu'avec la prescription de Mathis et al. (2004), elle permet l'établissement d'un profil de rotation fortement différentiel qui favorise le cisaillement turbulent.

La figure 4.5 montre l'évolution des coefficients de diffusion au cours de la pré-séquence principale. On notera en particulier le coefficient de diffusion horizontal très important dans le cas 2 comparé au cas 1. Lors de cette phase de l'évolution, le coefficient donné par Mathis et al. (2004) (modèle 2) est même supérieur de un à deux ordres de grandeur aux trois âges représentés. Un autre point intéressant dans le cas de ces deux  $D_h$  est lié au rapport  $D_h/K_T$  qui est alors supérieur à 1 et parfois même très supérieur, signifiant que la partie du flux thermique liée à la turbulence horizontale ajoutée par Maeder & Zahn (1998) n'est pas négligeable et le terme donné par l'équation Eq. 3.38 de la circulation méridienne en sera d'autant plus

## Coefficients de diffusion - Instabilités hydrodynamiques : Pré-séquence principale

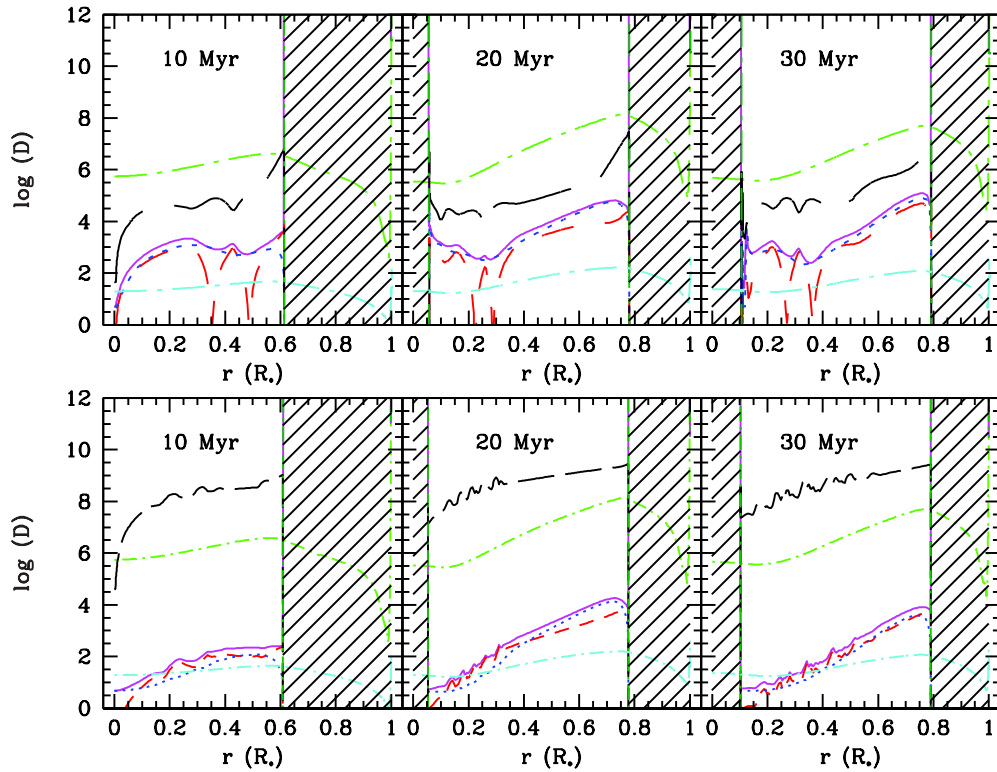


FIGURE 4.5 – Coefficient de diffusion en fonction du rayon normalisé à trois âges au cours de la pré-séquence principale. On a représenté la diffusivité thermique (vert), les coefficients de diffusion turbulente horizontale (noir) et verticale (bleu), le coefficient de diffusion lié à la circulation méridienne (rouge), la somme de ces deux derniers (magenta) et le coefficient de viscosité moléculaire (cyan).

Haut :  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$  ; Bas :  $D_h=MPZ04$ ,  $D_v=Z92$

important.

On voit sur la figure 4.3 que le profil de rotation interne varie suivant les prescriptions de transport turbulent déjà de manière importante lors de la pré-séquence principale. Plus le coefficient de turbulence horizontale est faible, moins le transport de moment cinétique est efficace globalement. Lors de cette phase le coefficient de diffusion turbulente horizontale est beaucoup plus important lorsqu'il est calculé selon Mathis et al. (2004). Cela est dû à la relative constance du coefficient  $D_h$  en fonction du rayon comparé aux autres prescriptions où  $D_h$  est beaucoup plus faible au cœur de l'étoile (4 ordres de grandeur perdus entre  $D_h$  sous l'enveloppe et au centre pour la prescription de Z92). Or, lors de la contraction, le moment cinétique est concentré dans les régions centrales, le transport doit donc être d'autant plus efficace pour minimiser l'accélération du cœur. On obtient en fonction des prescriptions utilisées, soit un profil plus aplati dans la région centrale et une meilleure distribution du moment cinétique augmentant la vitesse en surface avec le coefficient  $D_h$  selon Mathis et al. (2004), soit un profil avec un fort gradient à la ZAMS entre la vitesse de surface et la vitesse au centre, selon Zahn (1992).

### 4.1.3 Ondes internes de gravité

Les ondes internes de gravité transportent une grande quantité de moment cinétique de manière non-locale. La dissipation de l'onde à un rayon donné, qui libère alors son moment cinétique, entraîne des



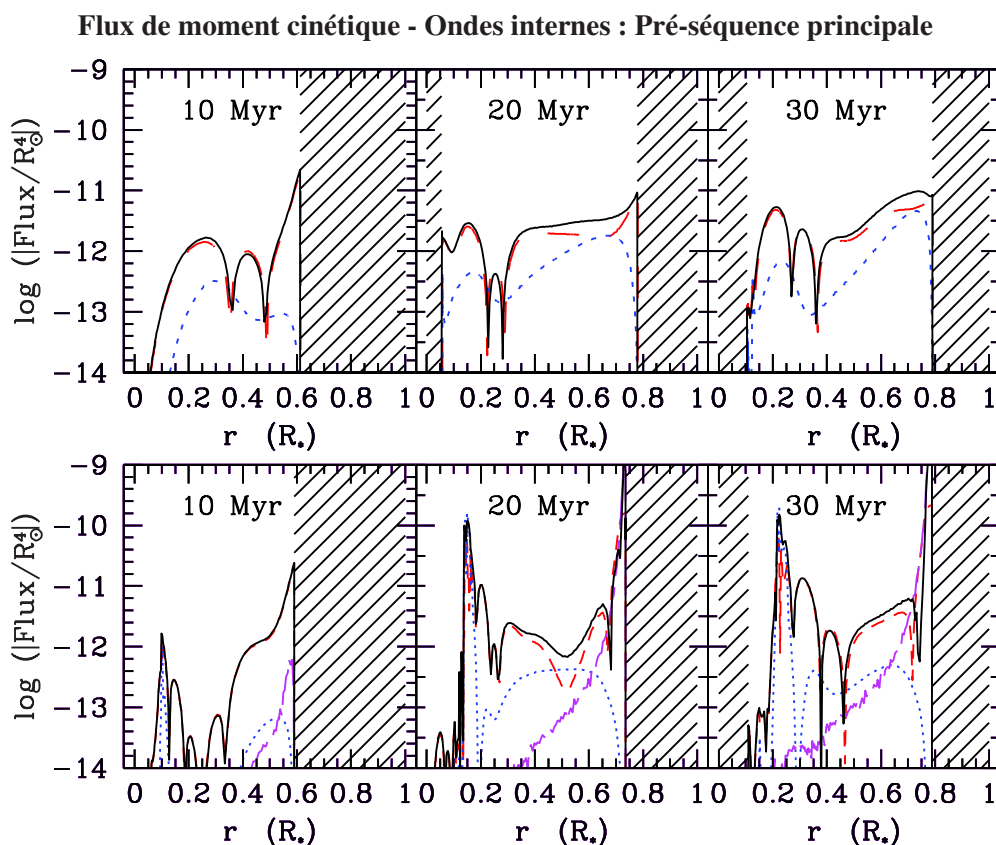


FIGURE 4.6 – Même légende que la figure 4.4 avec en plus le flux de moment cinétique porté par les ondes de gravité interne (magenta).  $D_{\bar{r}}=Z92$ ,  $D_{\bar{v}}=TZ97$ . Haut : Sans ondes de gravité ; Bas : Avec ondes de gravité.

modifications importantes du profil de rotation. Lors de la pré-séquence principale, l'enveloppe convective est très étendue mais le flux de moment cinétique reste faible. En effet, la zone radiative étant encore relativement peu stratifiée, seules les ondes de basses fréquences portant le moins d'énergie peuvent se propager et transporter le moment cinétique (Charbonnel et al. 2013). Cependant, le rayon de la base de l'enveloppe convective étant encore très faible (lors de l'expansion du cœur radiatif), le flux de moment cinétique n'a donc pas besoin d'être à son maximum à ce stade pour avoir un impact important sur le profil de rotation interne.

Pour une étoile de 1,2 masse solaire, les ondes internes de gravité sont efficacement générées par l'enveloppe convective avec un flux de moment cinétique maximal pour une température effective autour de 6200K. Dans le cas de notre modèle, cela correspond à l'arrivée sur la séquence principale, ce qui signifie que dans la phase de fin de la pré-séquence principale, lorsque le cœur convectif est déjà en place, les ondes internes de gravité sont déjà un acteur majeur de la redistribution du moment cinétique. En effet, elles sont capables de ralentir le cœur stellaire pendant que la partie radiative s'étend en masse, tandis que la contraction de l'étoile mène à une rotation différentielle négative sous l'enveloppe convective. Notons que malgré la présence d'un cœur convectif sur la pré-séquence principale, celui-ci n'a aucun impact sur l'évolution du moment cinétique. En effet, le flux de moment excité par le cœur convectif est 5 ordres de grandeur en dessous de celui excité par l'enveloppe pour une étoile de 1.2 masse solaire (voir Charbonnel et al. 2013, pour des conclusions sur un domaine de masse étendu).

On a montré dans Charbonnel et al. (2013) que, lorsqu'elles sont prises en compte avec la turbulence de cisaillement, les ajustements structuraux et la circulation méridienne, les ondes internes de gravité do-

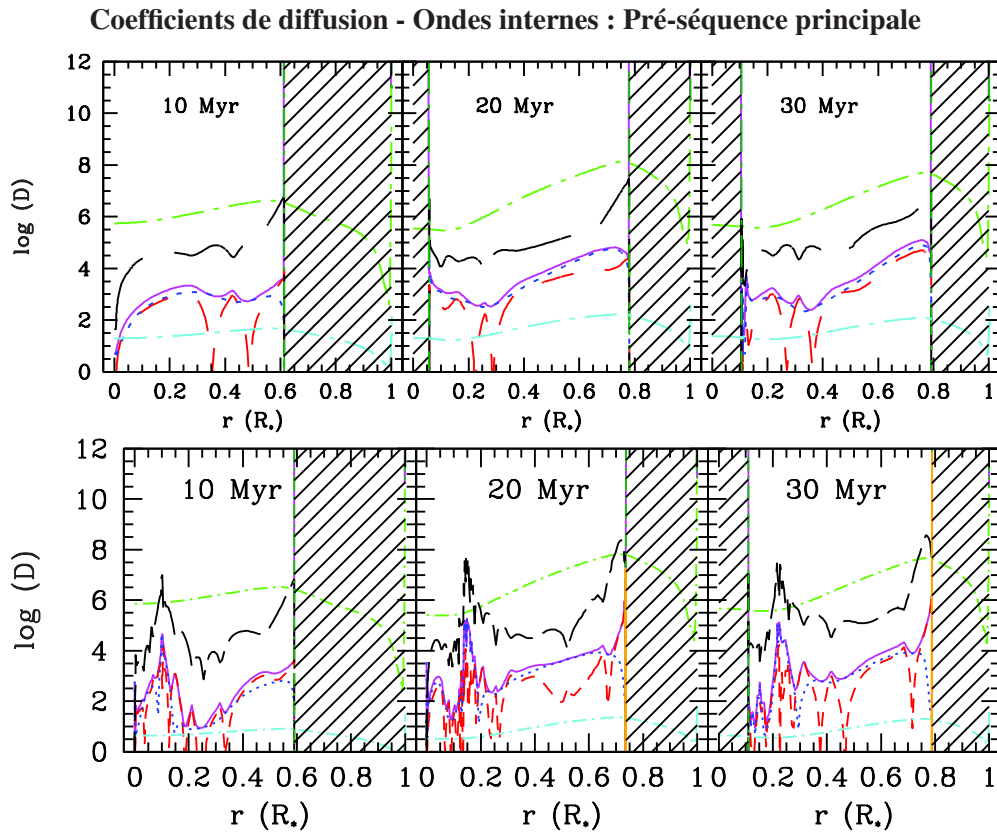


FIGURE 4.7 – Coefficient de diffusion à trois âges au cours de la pré-séquence principale. On a représenté la diffusivité thermique (vert), les coefficients de diffusion turbulente horizontal (noir) et vertical (bleu), le coefficient de diffusion lié à la circulation méridienne (rouge), la somme de ces deux derniers (magenta) et le coefficient de viscosité moléculaire (cyan).  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$ . Haut : Sans ondes internes de gravité ; Bas : Avec ondes internes de gravité.

minent largement le transport de moment cinétique et modifient fortement le comportement de la circulation méridienne. Comme on le voit sur la figure 4.8, de multiples boucles de circulation apparaissent alors, transportant le moment dans un sens ou dans l'autre et modifient le profil de rotation en conséquence.

Les modèles calculés dans Charbonnel et al. (2013) n'incluaient aucune perte de moment cinétique sur la pré-séquence principale, or le freinage de surface est le principal processus déterminant la vitesse de rotation de l'enveloppe convective et des ondes qui en sont excitées. J'ai donc recalculé quelques modèles avec un freinage suivant Matt et al. (2015), on voit dans figure 4.9 ci-dessous l'impact sur le profil de rotation dans le cas avec et sans ondes. On note en particulier la diminution de la vitesse en surface déjà à la fin de la séquence principale. Le couple exercé à la surface par les vents magnétisés avance également l'arrivée du front d'onde, il est situé à 20% du rayon de l'étoile dans le cas sans freinage à la ZAMS et déjà à 30% du rayon lorsqu'une extraction de moment cinétique est ajoutée à la surface.

#### 4.1.4 Champ magnétique : Dynamo de Tayler-Spruit

Les mesures de champ magnétiques d'étoiles de différents types spectraux durant la PMS montrent des étoiles fortement magnétisées (de la dizaine de Gauss jusqu'à plusieurs centaines, voir *e.g* Folsom et al. (2016)) pour la quasi-totalité. On s'attend donc à ce que le champ magnétique soit un acteur important

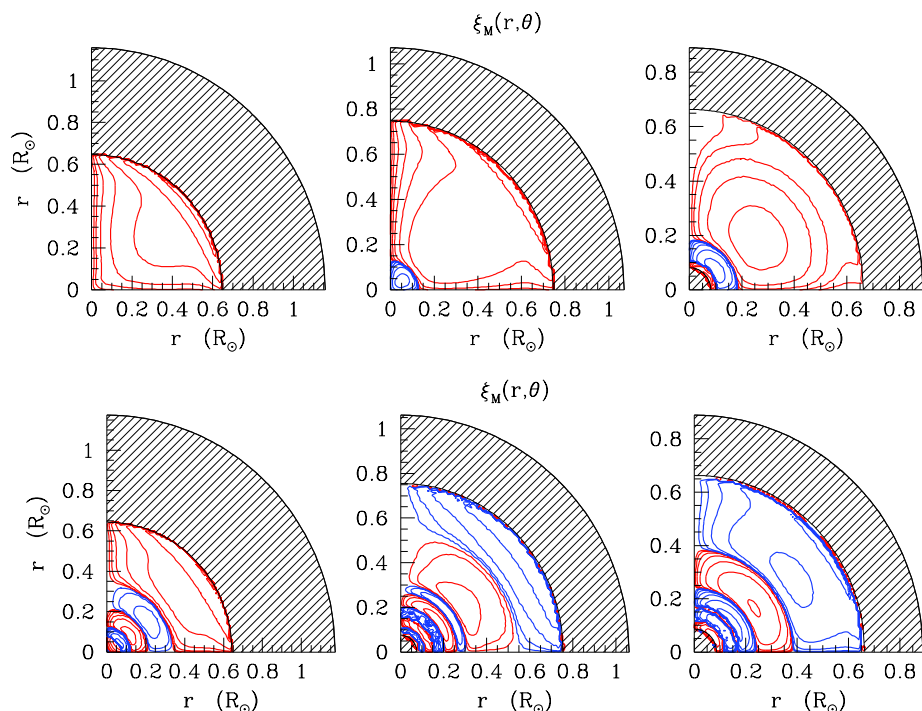
**Circulation méridienne - Ondes internes : pré-séquence principale ( $1,0M_{\odot}$ )**


FIGURE 4.8 – Boucle de circulation méridienne dans la zone radiative d’une étoile de  $1M_{\odot}$  avec (bas) et sans (haut) ondes de gravité interne à trois âges au cours de la pré-séquence principale (De gauche à droite : 14, 35 et 55 millions d’années). Les lignes bleues et rouges indiquent respectivement une circulation méridienne dans le sens horaire ( $U_2 > 0$ ) et anti-horaire ( $U_2 < 0$ ). Les zones hachurées représentent les zones convectives. (extrait de Charbonnel et al. (2013))

lors de cette phase, autant en ce qui concerne son interaction avec l’environnement extérieur qu’en ce qui concerne le transport interne de moment cinétique dans la zone radiative en développement. Cependant, très peu de travaux existent sur le sujet de l’impact du champ magnétique sur la rotation interne durant la pré-séquence principale. Les travaux les plus récents concernent l’impact du champ magnétique sur la structure (Feiden et al. 2015) et la quantité de lithium (Somers & Pinsonneault 2015) mais ne prennent pas en compte le champ magnétique interne lorsqu’ils calculent l’évolution de la rotation interne (s’ils la calculent).

À ce jour, les seuls travaux prenant en compte un transport par le champ magnétique pour l’évolution du profil de rotation lors de la PMS sont ceux d’Eggenberger et al. (2010) et Li et al. (2014). Ils ont réalisé des modèles PMS avec le transport de moment par la dynamo de Tayler-Spruit, à chaque fois dans le but d’étudier l’évolution du lithium en surface lors de l’évolution complète d’étoiles de type solaire. Ces travaux indiquent que le coefficient de diffusion associé à la dynamo de Tayler-Spruit est quatre ordres de grandeur au dessus de celui associé à la turbulence de cisaillement lors de la pré-séquence principale. Le transport de moment cinétique est ainsi bien plus efficace et la zone radiative atteint très vite un profil quasi-plat, inhibant complètement la destruction du lithium due au transport sous la zone convective et permettant alors à la diffusion microscopique d’être efficace.

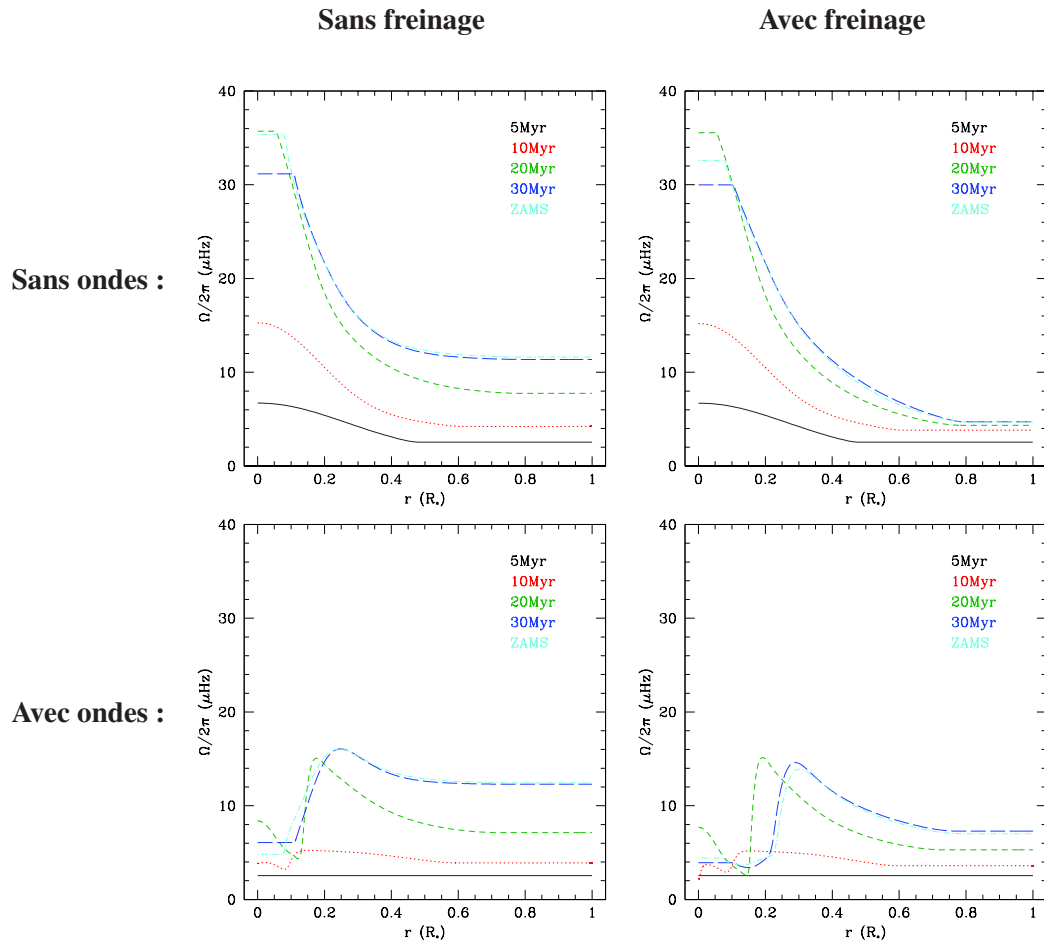


FIGURE 4.9 – Figure récapitulative des modèles avec et sans freinage et avec et sans ondes.

#### 4.1.5 Pré-Conclusion

Lors de la pré-séquence principale, l'évolution structurale et les processus de transport façonnent le profil de rotation de différentes manières. Les processus hydrodynamiques seuls permettent d'obtenir plusieurs types de profils de rotation, la prescription utilisée pour le coefficient de turbulence horizontale induira une efficacité plus ou moins importante de la circulation. Ainsi, la prescription fournie par Zahn (1992) donne un profil fortement différentiel à la ZAMS avec le rapport des vitesses de cœur et de surface  $\Delta\Omega = \Omega_c/\Omega_S$  égal à 11. L'expression de  $D_h$  de Mathis et al. (2004) permet d'obtenir un profil beaucoup plus plat avec  $\Delta\Omega = 2,5$  seulement.

Lorsque l'on ajoute des processus de transport supplémentaires, on tend naturellement à coupler davantage les différentes régions de la zone radiative. L'instabilité de Tayler-Spruit agit comme une viscosité augmentée du plasma et diminue fortement la rotation différentielle jusqu'à un profil quasi-plat à la ZAMS ( $\Delta\Omega \simeq 1$ ).

Les ondes internes de gravité ont un comportement un peu plus complexe, elles extraient le moment cinétique du cœur de l'étoile en laissant le reste de la zone radiative évoluer grâce aux autres processus hydrodynamiques. Il s'ensuit un profil de rotation en deux parties, la contraction de l'étoile tend à l'accélérer mais le cœur est ralenti par les ondes et la surface par l'extraction de moment par les vents magnétisés. Ainsi, le gradient de rotation est alternativement négatif en plein cœur, positif du fait du ralentissement des ondes et à nouveau négatif du fait du freinage. On obtient alors un rapport  $\Delta\Omega = 0,65$  qui est bien inférieur

à 1.

Malheureusement, aucun moyen actuel ne permet de sonder l'intérieur des étoiles de faible masse à cette phase de l'évolution, on ne peut donc comparer nos modèles qu'aux observations de période de rotation de surface dans les amas jeunes. Il est à noter également que pendant la pré-séquence principale, la période de rotation dépend encore beaucoup des conditions initiales dont la distribution est encore assez mal contrainte. Cependant, plusieurs études (Bouvier et al. 1997; Gallet & Bouvier 2013, 2015; Irwin & Bouvier 2009) ont montré que pour permettre de reproduire l'ensemble des observations de surface, un découplage relativement important devait exister entre l'enveloppe et la zone radiative. Cela permet de contraindre un minimum le transport de moment dans la zone radiative. Par exemple, les modèles incluant un transport par l'instabilité de Tayler-Spruit n'indiquent aucun découplage à la fin de la séquence principale et ne permettent donc pas de reproduire les rotateurs les plus lents à cet âge. De même pour les modèles calculés avec les ondes internes de gravité, elles sont fortement dépendantes des conditions initiales mais induisent globalement une accélération de la surface comparé au cas sans ondes. Les modèles qui sont donc le plus en accord avec les observations lors de la pré-séquence principale sont les modèles n'incluant qu'un transport par les instabilités hydrodynamiques.

## 4.2 Séquence principale

Lors de la séquence principale, les ajustements structuraux sont terminés et la structure n'évolue alors que très peu. Les éléments importants de l'évolution du moment cinétique sont alors la perte par les vents magnétisés et la redistribution de moment dans la zone radiative. On étudiera également dans cette partie le cas du Soleil qui est à ce jour la seule étoile pour laquelle nous ayons autant d'informations sur le profil de rotation interne grâce à l'héliosismologie.

### 4.2.1 Transport par les instabilités hydrodynamiques

Profils de rotation - Instabilités hydrodynamiques : séquence principale

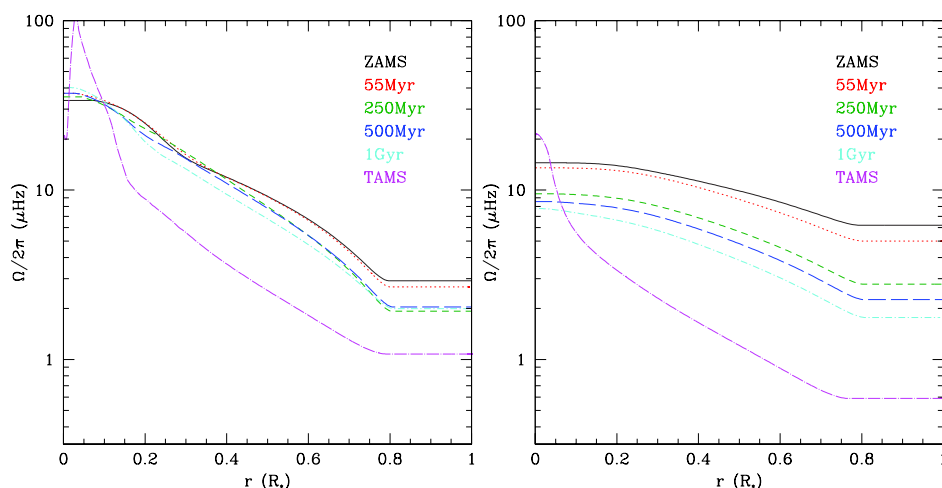


FIGURE 4.10 – Profil de rotation en fonction du rayon à 6 âges au cours de la séquence principale. Gauche :  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$  ; Droite :  $D_h=MPZ04$ ,  $D_v=Z92$

C'est à l'échelle temporelle de la séquence principale que se révèlent les plus grandes différences entre les prescriptions existantes de perte et de transport du moment cinétique. En effet, leurs effets sont essen-

tiellement visibles sur des échelles de temps séculaires propres à cette phase de l'évolution. On a montré dans un premier temps dans Amard et al. (2016) que les lois de freinage prenant en compte l'évolution combinée de la structure et de la vitesse de rotation à travers un nombre de Rossby convectif (telles que celles de Matt et al. 2015, 2012) montrent de bien meilleurs résultats que celles ne dépendant que de la vitesse de rotation (*e.g.* Kawaler 1988).

Dans ce même article, on a montré pour une étoile de une masse solaire, qu'en utilisant la prescription pour  $D_h$  de Mathis et al. (2004) combinée à un certain type de loi de freinage, on pouvait reproduire les observations de surface des étoiles d'amas ouverts, mais pas le profil de rotation observé à l'âge du Soleil. Ceci vient du fait que la loi de freinage peut être adaptée de façon à ajuster les données, ce qui n'est pas le cas des processus de transport. De même, on a montré alors que sur le long terme, seuls les processus de transport interne modifient le profil de rotation de l'étoile. Les modèles présentés ici ont donc un freinage calibré de manière à reproduire les observations d'amas ouverts.

Pour notre étoile de 1,2 masse solaire, l'évolution sur la séquence principale se caractérise par une évolution structurelle minimale, avec un très petit cœur convectif (1 - 2,5% de la masse et environ 5% du rayon total) et une relativement fine enveloppe convective en surface (0,5% de la masse et 20% du rayon total). Vers 4 milliards d'années (80% de la durée totale de la séquence principale), le cœur convectif disparaît, signifiant la fin des réactions de la chaîne CN et donc la diminution de la production d'énergie par les réactions nucléaires au centre et la contraction du cœur.

En effet, lorsque l'on regarde les coefficients de diffusion (fig. 4.11) ou les flux de moment cinétique associés à la circulation ou à la turbulence de cisaillement (fig. 4.12), on ne note pas de différences marquées au cours du temps. Seul dans le cas du modèle 1 ( $D_h$  : Z92 ;  $D_v$  : TZ97) peut-on remarquer que les boucles de circulation se décalent vers la surface et que leur intensité décroît avec le temps. Le flux de moment transporté par la circulation dans ce modèle est de toute façon, au moins un ordre de grandeur au dessous du modèle 2 (avec prescriptions différentes) au début de la séquence principale (jusqu'à 250 millions d'années).

L'élément le plus intéressant car il modifiera le plus le transport, est l'évolution au cours du temps du coefficient  $D_h$  en fonction de la prescription utilisée. Dans les deux cas,  $D_h$  diminue au cours du temps alors que l'étoile perd son moment cinétique par les vents. Ces prescriptions sont basées sur une turbulence horizontale générée par une rotation différentielle en latitude ( $\Omega_2$ ), or lorsque le taux de rotation devient plus faible la perturbation sur l'isobare le devient également et le coefficient diminue simultanément. Le faible couplage dans la partie radiative de l'étoile entraîne alors une relativement forte rotation différentielle (voir fig. 4.10) qui augmente avec le temps lorsque le cœur de l'étoile se contracte à la fin de la séquence principale. En particulier dans le cas du modèle 1 au cours de la séquence principale, le paramètre  $\Delta\Omega$  reste relativement constant autour de 15-20 et évolue jusqu'à 100 lors de la phase de contraction du cœur.

Si l'on regarde les échelles de temps de couplage entre l'enveloppe convective et l'enveloppe radiative (voir Amard et al. (2016)), on note en particulier que le temps de couplage lié aux instabilités hydrodynamiques est bien supérieur à celui proposé par les modèles bi-zones de Gallet & Bouvier (2013, 2015).

## Soleil

L'une des grandes difficultés de la physique stellaire aujourd'hui est de reproduire le profil de rotation interne quasi-plat du Soleil. Certains processus physiques permettent d'arriver à cette fin mais tous possèdent au moins une faiblesse.

- Les ondes internes de gravité, développées dans Charbonnel & Talon (2005a), sont limitées par l'incertitude que l'on a sur l'excitation de ces ondes par l'enveloppe convective. En effet, seule l'excitation par la contrainte de Reynolds peut être quantifiée car l'excitation par la pénétration des panaches convectifs dans l'intérieur radiatif est encore aujourd'hui très mal contrainte.



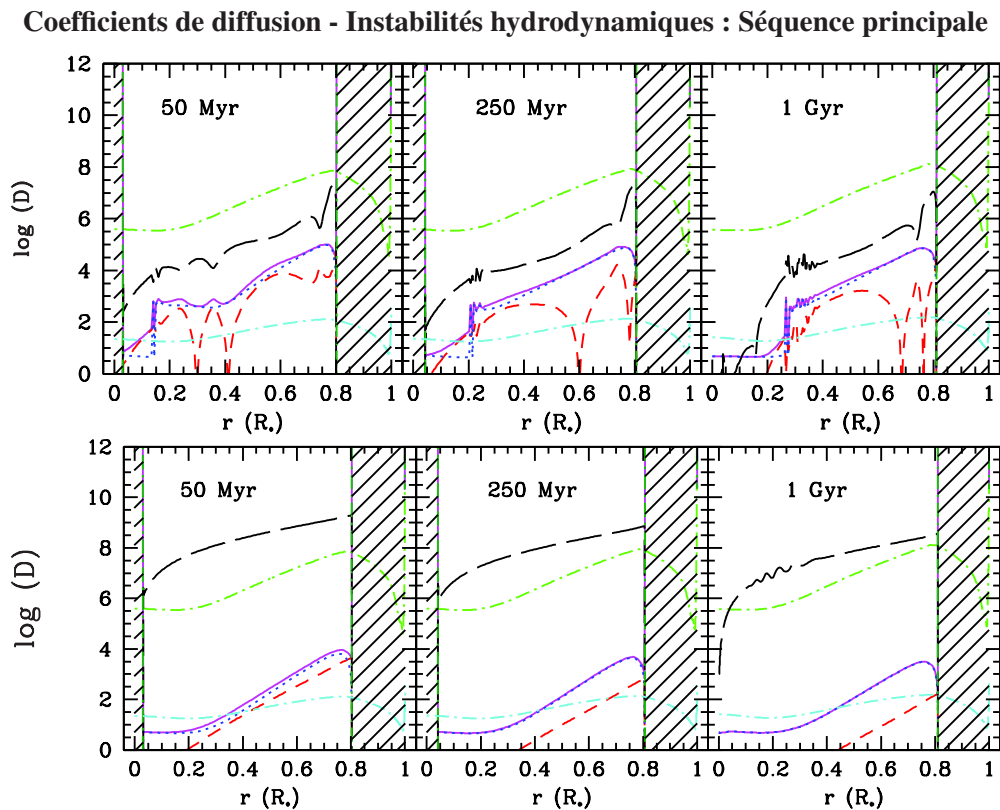


FIGURE 4.11 – Coefficient de diffusion à trois âges au cours de la pré-séquence principale. On a représenté la diffusivité thermique (vert), les coefficients de diffusion turbulente horizontal (noir) et vertical (bleu), le coefficient de diffusion lié à la circulation méridienne (rouge), la somme de ces deux derniers (magenta) et le coefficient de viscosité moléculaire (cyan).

Haut :  $D_H=Z92$ ,  $D_V=TZ97$  ; Bas :  $D_H=MPZ04$ ,  $D_V=Z92$

- La réelle efficacité de la dynamo de Tayler-Spruit développée par Eggenberger et al. (2005), est quant à elle sérieusement remise en question (Denissenkov et al. 2010; Zahn et al. 2007). Le champ magnétique doit être confiné extrêmement efficacement à la zone radiative. En effet, si l'on considère que le champ est produit par l'enveloppe convective, la loi d'isrotation de Ferraro (1937) nous dit que la même rotation différentielle latitudinale devrait être retrouvée au moins dans les régions les plus externes de la zone radiative, au contraire de ce qui est montré par l'héliosimologie (Strugarek et al. 2011).

Dans Amard et al. (2016), on a testé plusieurs prescriptions existantes sur une étoile de type solaire pour reproduire le profil de rotation donné par les observations héliosismiques, sans succès. Comme cela avait été montré par plusieurs auteurs auparavant (*e.g.* Marques et al. 2013; Pinsonneault et al. 1989; Turck-Chièze et al. 2010), les instabilités hydrodynamiques seules ne semblent pas capables de reproduire le profil de rotation interne du Soleil.

## 4.2.2 Ondes internes de gravité

Les ondes internes de gravité sont vues depuis longtemps comme un moyen efficace de transporter le moment cinétique lors de la séquence principale (*e.g.* Press 1981; Schatzman 1993; Talon et al. 2002; Zahn et al. 1997). Talon & Charbonnel (2005) ont réalisé la première évolution de la pré-séquence principale

## Flux de moment cinétique - Instabilités hydrodynamiques : Séquence principale

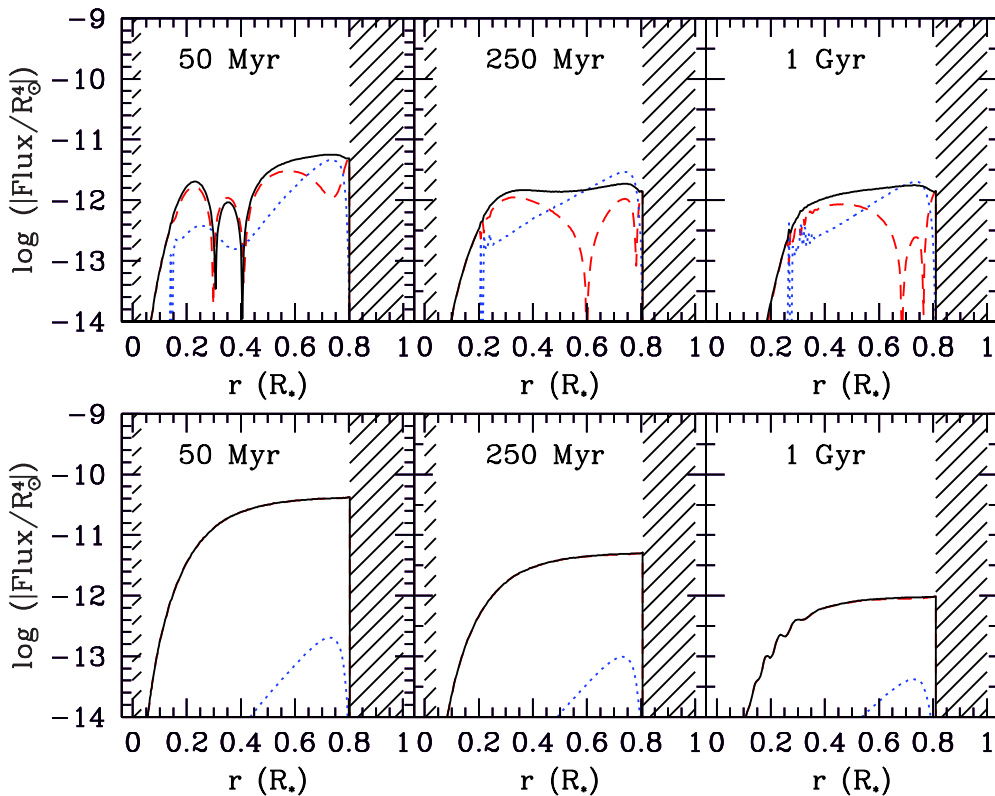


FIGURE 4.12 – Flux radial de moment cinétique total (noir) en fonction du rayon. On distingue le flux porté par la circulation méridienne (rouge) de celui porté par la turbulence de cisaillement (bleu). À noter également que sur les panneaux du bas, les courbes rouges et noires sont confondues. Haut :  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$ ; Bas :  $D_h=MPZ04$ ,  $D_v=Z92$

jusqu'à la fin de la séquence principale d'une étoile de faible masse ( $1,2$  masse solaire) avec la prise en compte des ondes de gravité pour le transport de moment cinétique.

Dans cette partie, nous présenterons les résultats d'un modèle de  $1,2M_{\odot}$  en prenant en compte l'effet sur le profil de rotation des ondes de gravité combinées à la circulation méridienne et à la turbulence de cisaillement. La structure ayant été modifiée, de nouvelles abondances incorporées au code d'évolution, nous comparerons ici difficilement les résultats obtenus avec ceux de Talon & Charbonnel (2005). Leurs modèles étaient alors calculés en rotation à partir de la ZAMS seulement et le flux de moment cinétique porté par les ondes était calculé en interpolant dans une table compilant la luminosité émise par un modèle ZAMS à plusieurs taux de rotation différentielle sous l'enveloppe convective. Les modèles utilisés ici sont la prolongation des modèles présentés dans la partie précédente (modèles 1 et 3,  $D_h$  : Z92) et recalculent l'excitation et la luminosité des ondes à chaque pas de temps évolutif (Charbonnel et al. 2013). Les effets des ondes internes de gravité sur le transport de moment cinétique et son interaction avec les autres processus ayant été présentés plus haut, nous ne nous attarderons pas dessus pour aller directement aux effets sur le profil de rotation. On voit sur la figure 4.14 que lors de la séquence principale, les effets combinés des ondes internes de gravité, des instabilités hydrodynamiques et du freinage de surface entraînent la propagation d'un front d'onde à travers la zone radiative, du centre jusqu'à l'enveloppe convective. Ce front d'onde drague donc le moment cinétique des régions du cœur jusque dans l'enveloppe d'où celui-ci sera extrait par le couplage avec les vents magnétisés. À la fin de la séquence principale, on a donc une quantité totale



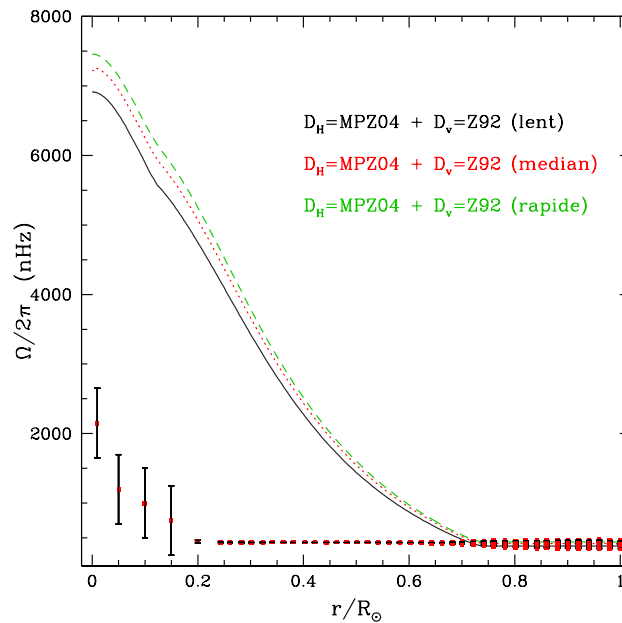
**Profil de rotation - Instabilités hydrodynamiques : Cas du Soleil**


FIGURE 4.13 – Prédiction pour le profil de rotation à l'âge du Soleil (4.57 milliards d'années) pour les rotateurs rapides, médians et lents obtenus à l'aide de l'expression de  $D_h$  de Mathis et al. (2004). Les carrés correspondent aux contraintes observationnelles obtenues par inversion sismiques du taux de rotation par García et al. (2007).

de moment cinétique réduite et le profil de rotation résultant est ainsi plus proche d'un profil solide que dans le cas sans ondes. On arrive ainsi à 1 milliard d'années avec un facteur  $\Delta\Omega = 6$  dans le cas avec ondes  $\Delta\Omega = 20$  dans le cas sans ondes. De plus, le profil montre tout au long de la séquence principale une forme caractéristique de la propagation du front d'onde à travers la zone radiative.

**Soleil**

Charbonnel & Talon (2005a) ont montré que les ondes interne de gravité permettaient d'obtenir un profil de rotation plat. Cependant, lors de ce calcul, l'évolution au cours de la pré-séquence principale n'était pas calculée et le spectre d'énergie des ondes internes de gravité était tabulée à partir de la structure à la ZAMS. De plus, seules les ondes rétrogrades déposant un moment cinétique négatif dans les régions centrales de l'étoile étaient prises en compte. De nombreux paramètres physiques ayant changé aujourd'hui, j'ai recalculé quelques modèles d'une masse solaire dont la vitesse de surface est calibrée sur le Soleil (voir figure 4.14). Notons que le réalisme du transport par les ondes internes de gravité, tel que développé dans Charbonnel & Talon (2005a), est également limité par l'incertitude que l'on a sur l'excitation de ces ondes par l'enveloppe convective, seule l'excitation par la contrainte de Reynolds peut être quantifiée, l'excitation par la pénétration des panaches convectifs dans l'intérieur radiatif est encore aujourd'hui très mal contrainte.

**4.2.3 Champ magnétique : Dynamo de Tayler-Spruit**

La dynamo de Tayler-Spruit agit comme un coefficient de diffusion supplémentaire efficace avec la présence d'une rotation différentielle. Elle est donc particulièrement efficace sous l'enveloppe convective où un gradient de rotation est créé par l'extraction de moment de l'enveloppe convective par les vents magnétisés lors de la séquence principale. Les valeurs atteintes par ce coefficient sont de 5 à 10 ordres de grandeur

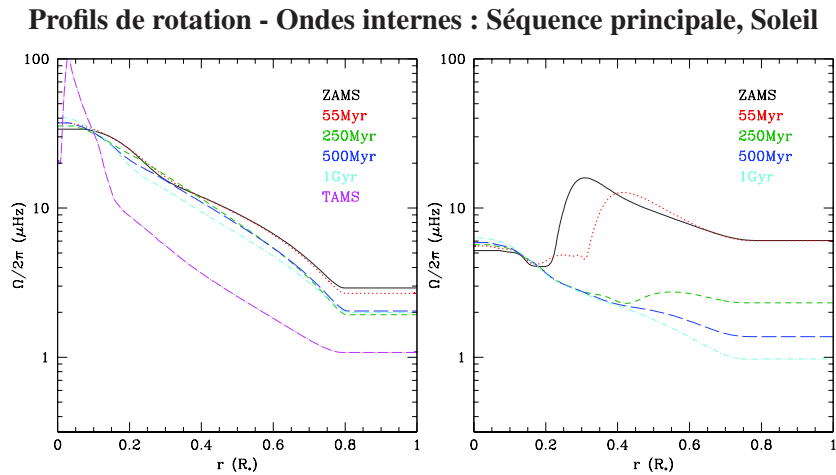


FIGURE 4.14 – Profil de rotation d’un modèle de  $1 M_{\odot}$  en fonction du rayon normalisé à 6 (et 5) âges au cours de la séquence principale, avec et sans ondes interne de gravité.  $D_h=Z92$ ,  $D_v=TZ97$ . Gauche : Sans ondes de gravité ; droite : Avec ondes de gravité.

au dessus des coefficients associés aux instabilités hydrodynamiques classiques (voir fig. 4.15, extraite de Eggenberger et al. (2005)). Eggenberger et al. (2005) ont montré que lorsque l’on ajoute le transport de moment par la dynamo de Tayler-Spruit en plus du transport par la circulation méridienne et la turbulence de cisaillement, le coefficient de diffusion associé est suffisamment important pour permettre de reproduire le profil plat du Soleil jusqu’à  $0,2R_{\odot}$  tel que dérivé des données héliosismiques. La figure originale de l’article est représentée fig.4.16. Eggenberger et al. (2005) rappellent bien qu’il reste cependant quelques doutes quant à la présence de cette dynamo en intérieur stellaire car aucune simulation 3D n’a à ce jour confirmé l’existence ou l’efficacité d’une telle instabilité (*e.g.* Zahn et al. 2007). Ces simulations montrent un équilibre subtil entre la génération des instabilités et leur relaxation vers une configuration stable (Braithwaite & Spruit 2004). En fait, la réelle efficacité de la dynamo de Tayler-Spruit telle que développée par Eggenberger et al. (2005) est sérieusement remise en question par les simulations de Denissenkov et al. (2010); Zahn et al. (2007).

#### 4.2.4 Pré-Conclusion

La séquence principale est la phase évolutive de l’étoile pendant laquelle les processus de transport révèlent ou non leur efficacité à redistribuer le moment cinétique dans la zone radiative. Le transport par les instabilités hydrodynamiques, quelles que soient les prescriptions utilisées, est limité sur la séquence principale. En effet, ces instabilités dépendent de la rotation différentielle absolue, lorsque celle-ci devient trop faible, le transport n’est plus efficace jusqu’à ce qu’elle redevienne plus importante. Les formulations de  $D_h$  de Mathis et al. (2004) ou de Zahn (1992) conduisent à des rotations différentielles relativement importantes (respectivement  $\Delta\Omega \simeq 40$  et  $\Delta\Omega \sim 100$ ) à la fin de la séquence principale.

Le transport par les ondes internes de gravité et par la dynamo de Tayler-Spruit permettent l’un et l’autre de coupler efficacement le cœur de l’étoile à sa surface, bien que la forme et la physique sous-jacentes les caractérisant soient différentes. La dynamo de Tayler-Spruit agit comme une viscosité supplémentaire, elle a donc un effet lissant sur le profil de rotation, l’aplatissant depuis la surface jusqu’au cœur. Cet effet est largement suffisant pour expliquer le profil de rotation du Soleil jusqu’à  $0,2$  rayon solaire selon Eggenberger et al. (2005) et semble être confirmé par Cantiello et al. (2014) qui arrive à la fin de la séquence principale avec une rotation différentielle quasi-nulle pour un modèle de  $1,5$  masse solaire. ( $\Delta\Omega \sim 1$  à la TAMS). Les

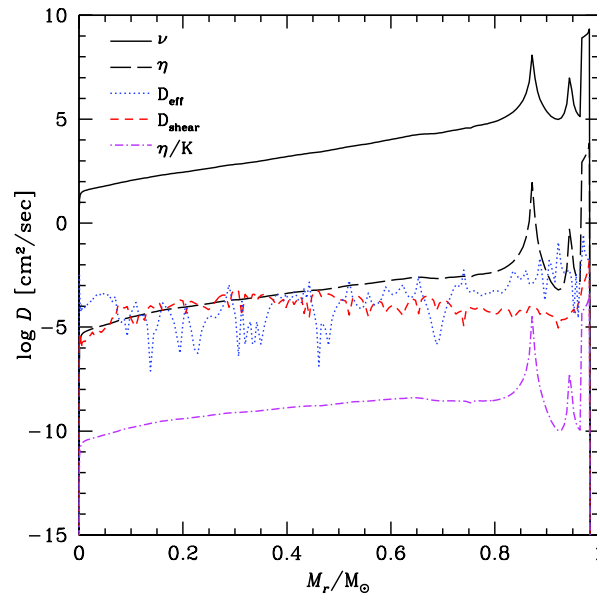
**Coefficient de diffusion - Champ magnétique : Séquence principale ( $1M_{\odot}$ )**


FIGURE 4.15 – Coefficients de diffusion en fonction de la masse à l'âge du Soleil pour un modèle calculé avec la dynamo de Tayler-Spruit ; extrait de Eggenberger et al. (2005)

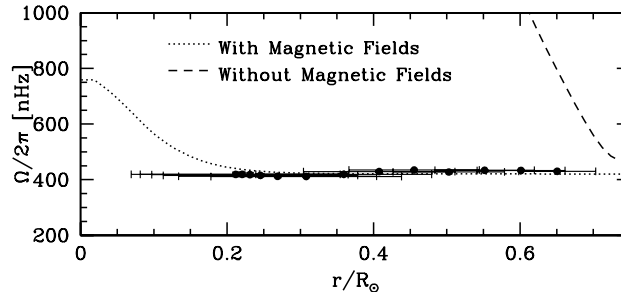
**Profils de rotation - Champ magnétique : Séquence principale ( $1M_{\odot}$ )**


FIGURE 4.16 – Profils de rotation extraits de Eggenberger et al. (2005) pour un modèle d'une étoile d'une masse solaire incluant le transport de moment cinétique par l'instabilité de Tayler-Spruit

ondes internes de gravité se caractérisent par un profil de rotation plus éloigné de l'état solide ( $\Delta\Omega = 30$  à la TAMS) avec une forme propre à la propagation des ondes : un cœur fortement ralenti comparé au cas sans ondes (bien qu'en rotation ré-accelérée comparé à la pré-séquence principale) et avec un ralentissement au sein de la zone radiative dont la localisation varie avec l'âge de l'étoile étudiée.

### 4.3 Branches des sous-géantes et des géantes rouges

Lors de ces phases, l'étoile est soumise à la contraction du cœur suite à la disparition des réactions nucléaires en son centre. Dans le cas d'une étoile de  $1,2 M_{\odot}$  (ou  $1,25 M_{\odot}$  ici pour comparaison aux autres travaux existants), cela correspond également à peu près à la disparition du petit cœur convectif présent

au cours de la séquence principale. En parallèle, l'hydrogène se met à brûler en coquille autour du cœur d'hélium.

Les nombreuses observations astérosismiques récemment apportées par les satellites *Kepler* et *CoRoT* permettent, dans le cas des géantes rouges et des étoiles sous-géantes, d'obtenir des informations sur le taux de rotation dans les régions centrales. Ceci nous est permis grâce aux modes mixtes. Ce sont des modes de gravité excités dans la partie radiative de l'étoile, qui peuvent se propager tant que leur fréquence est inférieure à la fréquence de Brunt-Väisälä. Ces modes sont habituellement évanescents dans la zone convective. Cependant, dans le cas des étoiles géantes ou sous-géantes, la stratification particulièrement importante liée à la combustion de l'hydrogène en couche et à la contraction du cœur d'hélium, fait apparaître un double pic dans la fréquence de Brunt-Väisälä. On a alors la possibilité d'avoir des modes de gravité à fréquence suffisamment haute pour résonner avec des modes de pression, qui sont eux, observables à la surface de l'étoile, donnant lieu à ces modes mixtes.

### 4.3.1 Transport par les instabilités hydrodynamiques

Il existe de nombreux travaux, incluant diverses prescriptions pour le transport par les instabilités hydrodynamiques, essayant de reproduire des observables lors des phases géantes ou sous-géantes (Ceillier et al. 2012; Eggenberger et al. 2012; Marques et al. 2013; Palacios et al. 2006). Mais tous arrivent à la même conclusion, à savoir que le transport induit par les instabilités hydrodynamiques, tels qu'il est décrit aujourd'hui, ne permet pas de reproduire la rotation différentielle montrée par les observations astérosismiques dans les géantes. La figure 4.17 montre un modèle de 1,25 masse solaire calculé avec la prescription de Mathis et al. (2004) pour le coefficient de diffusion turbulente horizontale et Zahn (1992) pour le coefficient de diffusion turbulente verticale. Les données correspondantes aux sous-géantes sont tirées de Deheuvels et al. (2014), elles permettent en particulier de contraindre la vitesse de surface et les vitesses de cœur sont extraites par Mosser et al. (2012) des données du satellite *Kepler*, on aura sélectionné ici celles dont la masse astérosismique est comprise dans l'intervalle de 1,1 à 1,4  $M_{\odot}$ .

On remarque sur la figure 4.17 que, bien que les observations de surface peuvent être reproduites, la rotation au cœur est plus de 1000 fois supérieure à la valeur observée. La vitesse au cœur continue même à augmenter lors de la phase géante rouge alors que les observations de Mosser et al. (2012) semblent montrer au contraire un ralentissement du cœur de l'étoile lors de son évolution sur la branche des géantes.

### 4.3.2 Contraindre le transport : ajout d'une viscosité artificielle $v_{\text{add}}$

Les observations de la rotation du cœur des géantes rouges sont également un moyen de contraindre l'efficacité et les propriétés du processus de transport manquant pour expliquer les observations. En particulier, Spada et al. (2016) ont utilisé un formalisme pour modéliser le transport interne de moment cinétique consistant à supprimer le terme d'advection de l'équation de transport du moment cinétique (Eq. 3.63) et à le remplacer par un coefficient de diffusion équivalent (Endal & Sofia 1981). La majorité des codes d'évolution stellaire incluant la rotation font cette hypothèse sur la circulation (e.g. Brott et al. 2011; Paxton et al. 2013; Spada et al. 2011). Ils ont ajouté également un coefficient supplémentaire associé au processus inconnu et l'ont fait varier d'abord en le considérant constant au cours de l'évolution puis en ajoutant une dépendance à une certaine puissance du taux de rotation différentielle.

Le coefficient fixé par Spada et al. (2016) est de l'ordre de  $2,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  pour reproduire le Soleil. Le but étant ici, comme précédemment, de reproduire l'ensemble des observables astérosismiques à l'aide d'un unique modèle de 1,25 masse solaire, ils diminuent le coefficient jusqu'à une valeur de  $10^4$  environ pour reproduire les observations géantes et sous-géantes. Sur la figure 4.18, on a représenté l'évolution des vitesses de rotation de cœur et de surface pour une étoile de 1,25 masse solaire avec un coefficient  $v_{\text{add}} = 3 \cdot 10^4$  constant au cours de l'évolution. On remarque en effet que l'ordre de grandeur est bon,

## Évolution de la vitesse de surface et de cœur : Branche des sous-géantes

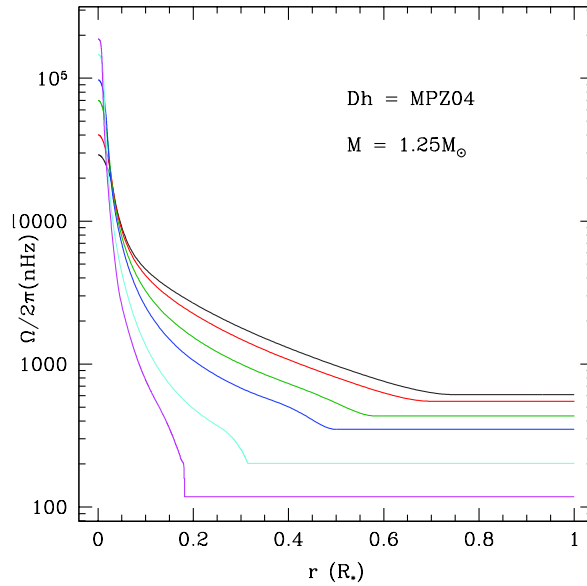


FIGURE 4.17 – Évolution du profil de rotation en fonction du rayon normalisé au rayon de l'étoile. On montre ici des prédictions pour un modèle de 1,25 masse solaire calculé avec la prescriptions pour  $D_h$  de Mathis et al. (2004). Les courbes sont des tracés du profil de rotation à différentes phases de la branche des géantes : de la TAMS (en noir) jusqu'à un stade avancé sur la branche des géantes (en magenta), les gravités effectives correspondantes sont les suivantes :  $\log(g)_{\text{eff}} = 3,95$  (noir), 3,9 (rouge), 3,85 (vert), 3,8 (bleu), 3,6 (cyan) et 3,35 (magenta).

on est ainsi beaucoup plus proche des observations que dans les modèles qui étaient calculés jusqu'alors ( $D_h$  :MPZ04), mais que qualitativement, un coefficient constant ne permet en aucun cas de reproduire l'ensemble des observables avec un modèle unique.

Ils ajoutent ensuite une dépendance au taux de rotation avec un coefficient de diffusion paramétrable tel que :

$$v_{\text{add}} \sim v_0 \left( \frac{\Omega_{\text{rad}}}{\Omega_c} \right)^\alpha, \quad (4.1)$$

avec  $\Omega_{\text{rad}}$  le taux de rotation moyen de la partie radiative de l'étoile. Ceci leur a permis d'obtenir un unique modèle permettant d'ajuster l'ensemble des données des géantes rouges. Toutefois, le découplage entre le cœur et l'enveloppe intervient trop tôt et empêche un ajustement équivalent des données des sous-géantes.

On voit sur le panneau de droite de la figure 4.18 qu'ils arrivent alors à reproduire l'ensemble des données en fixant une rotation solide jusqu'à ce que la combustion de l'hydrogène en coquille soit bien établie, puis en laissant évoluer le découplage cœur-enveloppe avec une viscosité artificielle telle que  $v_{\text{add}} = 0,04 \times (\Omega_{\text{rad}}/\Omega_c)^4$

La même année, Eggenberger et al. (2016) appliquent ce même type de modèle avec un coefficient constant à la géante rouge de faible masse KIC7341231 et obtiennent des valeurs très similaires pour reproduire le découplage cœur-enveloppe. Ils montrent, en plus d'une dépendance au stade évolutif, une sensibilité à la masse de l'étoile.

En résumé, ce processus doit dépendre de plusieurs éléments :

- 1 la masse de l'étoile
- 2 son stade évolutif, avec un coefficient plus important lors de la séquence principale qu'à l'arrivée sur la branche des géantes

## Évolution de la vitesse de rotation : Post-séquence principale

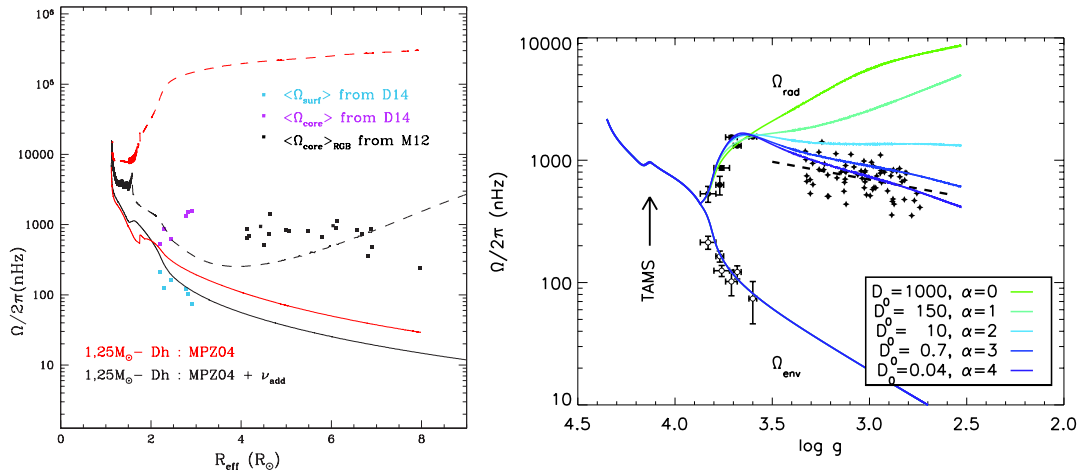


FIGURE 4.18 – Évolution de la rotation de surface et du cœur d’un modèle de  $1,2$  masse solaire, comparé aux observations de Deheuvels et al. (2014) (D14) et Mosser et al. (2012) (M12). À gauche : Modèle incluant la prescription de Mathis et al. (2004) avec (noir) et sans (rouge) prise en compte d’un coefficient de diffusion de moment cinétique additionnel, taux de rotation de surface (ligne continue) et de cœur (tirets) en fonction de l’évolution de rayon stellaire. À droite : extrait de Spada et al. (2016), taux de rotation en fonction de l’évolution de la gravité effective, pour des modèles de  $1,2M_{\odot}$  incluant une viscosité artificielle sous la forme  $D_{\text{add}} = D_0 (\Omega_{\text{rad}}/\Omega_c)^\alpha$  pour le transport du moment cinétique dont les coefficients sont indiqués sur la figures. Pour plus de détails, voir le texte.

3 une forte dépendance à la rotation différentielle interne

4 Il doit être particulièrement efficace jusqu’à ce que l’hydrogène commence à brûler en couche pour expliquer la totalité des observations. Ceci est à nuancer toutefois par le fait que Spada et al. (2016) aient utilisé une seule masse avec une seule vitesse initiale, la prise en compte d’une certaine dispersion pourrait fortement impacter cette conclusion.

### 4.3.3 Autres processus de transport

Dans le cadre de cette thèse initialement centrée sur les phases précoces de l’évolution, je n’ai testé aucun processus de transport supplémentaire sur les phases plus avancées que la séquence principale. Je présenterai donc ici les travaux récents dans le domaine réalisés par d’autres groupes.

#### Ondes internes de gravité

L’effet des ondes internes de gravité sur le transport du moment cinétique lors de phases post-séquence principale a été étudié qualitativement par Fuller et al. (2014). Ils ont réalisé une estimation de la quantité maximale de moment cinétique transportée par les ondes internes de gravité lors de ces phases en fixant un profil de rotation donné. Ils ont ensuite calculé l’impact que les ondes de gravité auraient sur ce profil, les propriétés structurelles du modèle étant calculées avec le code d’évolution MESA pour une étoile en phase sous-géante puis géante.

Ils retrouvent dans un premier temps qualitativement les résultats de Charbonnel & Talon (2005a) pour des étoiles de séquence principale. De manière générale, les zones de convection étendues lors des phases plus avancées permettent une excitation des ondes internes de gravité plus efficace. Le flux de moment qui leur est associé est donc plus important que celui porté par la circulation méridienne ou le cisaillement

turbulent avec leurs traitements classiques. Fuller et al. (2014) ont examiné qualitativement l'impact des ondes de gravité sur le transport de moment cinétique sur le profil de rotation d'étoile ( $0,9 < M < 2,5M_{\odot}$ ) au cours de l'évolution. La propagation des ondes et leur dissipation tendent à réduire la rotation différentielle jusqu'à être comparable à la fréquence locale des ondes de gravité. De manière générale, tant que les ondes sont capables de se propager depuis la zone de convection jusqu'à une zone de rotation différentielle importante, elles peuvent réduire la rotation différentielle sur une échelle de temps bien plus courte que l'échelle de temps évolutive.

Talon & Charbonnel (2008) mentionnaient que la redistribution de moment cinétique par les ondes internes de gravité redevenait efficace dès la fin de la branche des sous-géantes pour des étoiles de masses intermédiaires ( $3M_{\odot}$ ). Cependant, ceci n'a pas été confirmé par Fuller et al. (2014) pour des étoiles de faible masse. Ils montrent que lors de l'arrivée à la phase géante, le transport de moment par les ondes internes de gravité perd de son efficacité. En effet, le cœur d'hélium devient alors opaque aux ondes internes de gravité excitées par l'enveloppe convective et se découple des zones externes. Ceci est certes observé par Deheuvels et al. (2014) qui ont montré qu'il existe bien un découplage à cette phase mais que celui-ci s'arrête dès le début de la montée sur la branche des géantes (Spada et al. 2016) pour mener à un ralentissement du cœur ensuite comme Mosser et al. (2012) l'ont montré. Or, une fois le découplage commencé, le cœur accélère pendant que l'étoile évolue sur la SGB mais les ondes internes de gravité semblent incapables d'extraire le moment même une fois sur la branche des géantes puisqu'elles n'ont plus alors cette capacité à extraire le moment cinétique des régions plus centrales. L'accélération des régions centrales semble donc inéluctable dans le cas où l'on ne considère que le transport de moment cinétique par les ondes internes de gravité.

### Champ magnétique : dynamo de Tayler-Spruit

Cantiello et al. (2014) ont montré que les modèles d'évolution stellaire d'étoiles de faible masse ( $M \sim 1,5M_{\odot}$ ) incluant un transport de moment cinétique par les instabilités hydrodynamiques (circulation et turbulence de cisaillement) et le couple magnétique dû à la dynamo de Tayler-Spruit, ne peuvent pas expliquer la rotation des géantes rouges jeunes ou les étoiles du clump. Pourtant, comme il l'est souligné dans Cantiello et al. (2014), la dynamo de Tayler-Spruit est un mécanisme diffusif fortement dépendant de la rotation différentielle mais pas autant que ne le prédisent Spada et al. (2016). Les modèles de Cantiello et al. (2014) apportent une amélioration d'un facteur 10 pour la rotation du cœur des géantes par rapport au cas sans champ magnétique, mais ils restent plus rapides d'un autre facteur 10 par rapport aux observations astérosismiques. Sur la figure 4.19 sont représentés les différents cas envisagés, mais aucun d'entre eux ne permet de reproduire les périodes de rotation observées.

Cependant le manque d'efficacité du champ magnétique pour le transport de moment cinétique est à nuancer, la dynamo de Tayler-Spruit est une dynamo locale et ces modèles ne prennent pas en compte la possible présence d'un champ magnétique à grande échelle dans ces régions. Fuller et al. (2015) ont montré que l'observation des modes de gravité à la surface des géantes rouges peut être perturbée par la présence d'un champ magnétique. Les ondes de gravité, en oscillant de manière quasi-horizontale sur des courtes longueurs d'ondes, courbent les lignes de champ magnétique radiales et créent ainsi, lorsque l'intensité du champ magnétique est suffisante, une force de rappel assez importante pour supprimer une partie des modes de gravité. Cet effet s'observe en particulier à la surface par la suppression des modes dipolaires ( $l = 1s$ ) lorsque le champ magnétique est supérieur à une certaine valeur critique. Les récentes analyses astérosismiques de Stello et al. (2016) ont alors révélé un certain nombre de géantes dont les modes dipolaires sont absents. Ces observations semblent montrer qu'une majorité des étoiles suffisamment massives pour avoir possédé un cœur convectif sur la séquence principale possèderaient un fort champ magnétique en leur centre lors de l'évolution en phase géante. La méthode utilisée ne permet de fournir qu'une valeur limite inférieure mais les valeurs caractéristiques peuvent aller jusqu'à des champs magnétiques de l'ordre de plusieurs millions de gauss pour des étoiles avec une masse  $M > 1,6M_{\odot}$  ou lors des phases plus évoluées



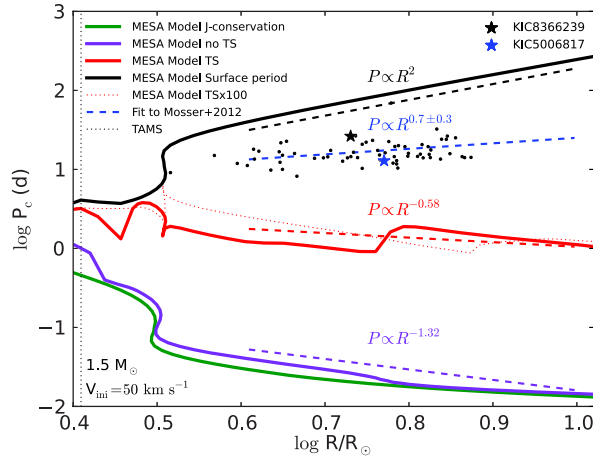
Profils de rotation - Champ magnétique : Post-séquence principale ( $1,5M_{\odot}$ )


FIGURE 4.19 – Évolution de la période de rotation en surface (noir) et au cœur de modèles d'étoile de  $1,5M_{\odot}$  extraits de Cantiello et al. (2014).

(Cantiello et al. 2016). Des modèles utilisant un formalisme plus élaboré pour traiter l'effet du champ magnétique à grande échelle tels que développés par Mathis & Zahn (2005) ou Rüdiger et al. (2015) pourraient permettre de déterminer de manière plus certaine l'importance du champ magnétique lors de ces phases.

### Transport de moment cinétique par les modes mixtes

Belkacem et al. (2015b) ont étudié les effets des modes normaux (ou plus exactement, des modes mixtes) sur la rotation au cœur des étoiles évoluées. Le moment cinétique peut, dans ce cas, être transféré par des échanges d'énergie entre l'oscillation et le flot moyen et ainsi modifier le profil de rotation. Or, les modes non-radiaux dans les étoiles évoluées présentent deux propriétés intéressantes :

1. Leur grande amplitude dans les régions externes et dans le cœur leur permet d'être excités efficacement par l'enveloppe convective et avoir un effet non négligeable dans les régions les plus centrales.
2. Leur amplitude peut être contrainte par les données des satellites *CoRoT* et *Kepler*. Il est donc possible de donner une estimation qualitative et quantitative de la quantité de moment cinétique qu'ils transportent.

Sans rentrer dans les détails du formalisme assez complexe, pour prendre en compte l'interaction entre les modes mixtes et le flot moyen, il faut d'abord déterminer les propriétés de ce dernier. En effet, non seulement les ondes transportent du moment cinétique mais également de l'énergie transférée sous forme de chaleur et celle-ci doit être prise en compte lors de la résolution de l'équation du vent thermique 3.34 pour le calcul de la circulation méridienne résultante. En séparant les deux composantes, Belkacem et al. (2015b) peuvent ainsi obtenir une quantité de moment cinétique extraite par les modes mixtes dans les étoiles évoluées de faible masse.

Ils prennent en exemple le cas d'une étoile de 1,3 masse solaire lors de la phase sous-géante, au début de la phase géante et plus haut sur la branche des géantes. À partir d'amplitudes de modes réalistes, contraintes grâce aux observations *CoRoT* ou *Kepler*, ils ont d'abord constaté que les modes mixtes extrayaient bien le moment cinétique des régions centrales lors de ces phases. Mais ils montrent surtout que cette extraction est négligeable dans le cas sous-géante et en bas de la branche des géantes et qu'elle est suffisamment efficace pour contrebalancer les effets de la contraction stellaire lors des phases plus évoluées (en montant la



branche des géantes). Dans ce dernier cas, les modes mixtes sont efficaces pour extraire le moment cinétique jusqu'à la zone de combustion de l'hydrogène mais moins efficaces dans les régions plus centrales. Cette accélération du cœur n'est pas attendue cependant les effets de l'extraction de moment cinétique localisé à la couche de combustion de l'hydrogène combiné à la circulation demanderaient à être calculés.

#### 4.3.4 Pré-Conclusion

On a vu dans cette partie l'importance et la difficulté à modéliser les processus de transport lors des phases post-séquence principale. L'existence de données caractérisant la rotation interne des géantes et sous-géantes permet de contraindre précisément l'efficacité de la redistribution du moment cinétique, et de manière surprenante, cela rend d'autant plus difficile de trouver un processus adapté. Des travaux (Eggenberger et al. 2016; Spada et al. 2016) supposant un processus de transport additionnel ont permis de contraindre les propriétés de ce transport de moment cinétique lors des phases suivant la fin de la séquence principale. Ils montrent ainsi que le transport doit être fortement dépendant à la rotation différentielle et moins efficace que sur la séquence principale en valeur absolue.

Les instabilités hydrodynamiques sont les premiers processus à tester, ceux-ci dépendent bien de la rotation différentielle mais agissent sur des échelles de temps bien supérieures et à des vitesses de rotation plus importantes que lors des phases géante et sous-géante. Ainsi, les instabilités hydrodynamiques seules ne sont pas capables, quelles que soient les prescriptions utilisées, d'extraire suffisamment efficacement le moment cinétique du cœur stellaire en contraction pour permettre de reproduire les observations astérosismiques des phases post-séquence principale.

Même des processus très efficaces sur la séquence principale perdent de leur efficacité sur ces phases car la structure de l'étoile change rapidement, telles les ondes de gravité. Celles-ci permettent en effet d'atteindre la fin de la séquence principale avec un profil quasi-plat mais dans leurs modèles intégrant un transport de moment cinétique par les ondes internes, (Fuller et al. 2014) annoncent arriver à la fin de la branche sous-géante avec un taux de rotation différentielle plus important qu'il n'est observé, sans pour autant le quantifier. Cependant, les ondes internes de gravité restent capables d'extraire le moment cinétique jusqu'à un rayon  $r \sim 0,1R_{*}$ . Ainsi, le moment cinétique accrété par le cœur d'hélium lors de la contraction reste mineur comparé à un cas où l'ensemble de la zone radiative est en rotation rapide.

De même pour le champ magnétique, Cantiello et al. (2014) a montré que l'instabilité de Tayler-Spruit, elle aussi très efficace sur la séquence principale (voire même trop efficace d'après Denissenkov et al. (2010)) se révèle incapable d'extraire suffisamment de moment cinétique des régions les plus centrales de l'étoile pour reproduire les données astérosismiques (Mosser et al. 2012). Le taux de rotation différentielle en bas de la branche des géantes est encore un peu trop important ( $\delta\Omega > 30$  sur la figure 4.19) et ne fait que croître au fur et à mesure de l'évolution.

Un autre processus de transport, cette fois inefficace lors de la séquence principale, a été proposé par Belkacem et al. (2015b) et appliqué à des géantes dans Belkacem et al. (2015a). Celui-ci consiste à prendre en compte le transport de moment cinétique et d'énergie par les modes mixtes dans l'intérieur stellaire. Ils montrent que les modes mixtes sont négligeables lors des phases sous-géantes et au début de la branche de géantes mais qu'ils deviennent un acteur important du transport lorsque l'étoile évolue le long de la branche des géantes.

L'une des étapes suivantes consistera à combiner plusieurs de ces processus dont les efficacités ajoutées pourraient permettre de reproduire les données astérosismiques. Un autre point concerne le traitement de la rotation dans la zone convective qui devra également être étudié avec attention. La zone convective concentre la majeure partie du moment cinétique et l'hypothèse de mélange instantané n'est plus forcément valide quand le temps de retournement n'est plus négligeable comparé au temps d'évolution (voir par exemple Brun & Palacios 2009).

Les données astérosismiques elles-mêmes sont à prendre avec un certain recul, étant donnée l'amplitude

des oscillations relevées, nous n'avons accès qu'à une petite partie du spectre excité. De plus la rotation rapide de ces couches centrales peut affecter les modes excités et l'analyse qui en est faite (Ouazzani et al. 2013).

Cette étude s'arrête à la branche des géantes car je n'ai pas été plus loin dans l'évolution de ces étoiles, cependant elle pourrait être continuée sur des phases plus avancées, jusqu'au "clump" (*e.g.* Cantiello et al. 2014) ou même jusqu'au stade de naine blanche (*e.g.* Suijs et al. 2008). Les problèmes liés à la redistribution du moment cinétique ne s'arrêtent pas là.

## **4.4 Annexe chapitre**

### **4.4.1 Exploration des processus de transport et d'extraction du moment cinétique**

# Rotating models of young solar-type stars

## Exploring braking laws and angular momentum transport processes

L. Amard<sup>1,2</sup>, A. Palacios<sup>1</sup>, C. Charbonnel<sup>2,3</sup>, F. Gallet<sup>2</sup>, and J. Bouvier<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> LUPM, Université de Montpellier, CNRS, Place E. Bataillon – cc 072, 34095 Montpellier Cedex 05, France  
e-mail: louis.amard@umontpellier.fr

<sup>2</sup> Department of Astronomy, University of Geneva, Chemin des Maillettes 51, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>3</sup> IRAP, UMR 5277, CNRS and Université de Toulouse, 14 Av. E. Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>4</sup> Université Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>5</sup> CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

Received 11 September 2015 / Accepted 22 December 2015

### ABSTRACT

**Context.** Understanding the angular momentum evolution of stars is one of the greatest challenges of modern stellar physics.

**Aims.** We study the predicted rotational evolution of solar-type stars from the pre-main sequence to the solar age with 1D rotating evolutionary models including physical ingredients.

**Methods.** We computed rotating evolution models of solar-type stars including an external stellar wind torque and internal transport of angular momentum following the method of Maeder and Zahn with the code STAREVOL. We explored different formalisms and prescriptions available from the literature. We tested the predictions of the models against recent rotational period data from extensive photometric surveys, lithium abundances of solar-mass stars in young clusters, and the helioseismic rotation profile of the Sun.

**Results.** We find a best-matching combination of prescriptions for both internal transport and surface extraction of angular momentum. This combination provides a very good fit to the observed evolution of rotational periods for solar-type stars from early evolution to the age of the Sun. Additionally, we show that fast rotators experience a stronger coupling between their radiative region and the convective envelope. Regardless of the set of prescriptions, however, we cannot simultaneously reproduce surface angular velocity and the internal profile of the Sun or the evolution of lithium abundance.

**Conclusions.** We confirm the idea that additional transport mechanisms must occur in solar-type stars until they reach the age of the Sun. Whether these processes are the same as those needed to explain recent asteroseismic data in more advanced evolutionary phases is still an open question.

**Key words.** hydrodynamics – stars: magnetic field – stars: evolution – stars: pre-main sequence – stars: rotation – stars: solar-type

## 1. Introduction

Stars are born out of collapsing molecular clouds, which determine their masses, initial chemical composition, and initial angular momentum (AM) content. It has become clear in the past few decades that rotation can strongly influence the stellar evolution (Endal & Sofia 1976; Maeder & Meynet 2000; Maeder 2009), which makes understanding the rotational evolution of stars one of the greatest challenges in stellar physics.

Particular interest has been given to the rotational evolution of solar-mass stars. Photometric surveys of open clusters and stellar associations (see e.g. Bouvier et al. 2014, for a recent review) provide a wealth of rotation periods from ages of 1 Myr to the age of the Sun. The patterns revealed by the rotational periods indicate that a large dispersion exists among stars in the mass range 0.9–1.1  $M_{\odot}$  during the pre-main sequence (PMS) that narrows as they evolve, and converges towards a single peaked distribution by the time they reach an age of about 1 Gyr. The main trends of the rotational evolution of solar-type stars through the PMS, zero-age main sequence (ZAMS), and main sequence (MS) can be described by considering three types of initial rotation, as suggested by statistical analyses of the observed samples (Irwin & Bouvier 2009; Gallet & Bouvier 2013): fast, medium, and slow rotation.

Several models have been built to account for the observed evolution of surface velocity (e.g. Endal & Sofia 1981; MacGregor & Brenner 1991; Krishnamurthi et al. 1997; MacGregor 2000; Denissenkov 2010; Spada et al. 2011; Charbonnel et al. 2013; Gallet & Bouvier 2015; Lanzafame & Spada 2015), which all include three fundamental processes: (1) a star-disc interaction phase, often modelled as a constant surface angular velocity phase; (2) a coupling mechanism between the radiative interior and the convective envelope that regulates the angular momentum exchange between these two reservoirs during the evolution; and (3) a braking torque expression that is due to the loss of angular momentum extracted by the stellar winds and leads to a decrease of the surface angular velocity mostly during the MS evolution. All these studies have highlighted that the torque and the internal coupling processes are important for reproducing the observations.

In the present paper, we extensively test the different prescriptions available to date for both stellar wind torque and the turbulence modelling within the self-consistent theoretical framework provided by Zahn (1992), Maeder & Zahn (1998) and Mathis & Zahn (2004) to treat the internal transport of angular momentum by meridional circulation and shear-induced turbulence in 1.5D (Decressin et al. 2009, and reference therein). These later internal processes successfully account in a

consistent way for the rotational behaviour and the evolution of the surface abundances of light elements for dwarf and subgiant stars with masses above  $\sim 1.4 M_{\odot}$  (the blue side of the so-called lithium dip; Charbonnel & Talon 1999; Palacios et al. 2003). However, their efficiency in transporting AM has been shown to be too low in solar-type stars to reproduce the present-day solar internal rotation as inferred from helioseismic data and the Li abundance in solar type stars (Talon & Charbonnel 1998); for these objects, additional AM transport processes may be required to better fit the data, such as internal gravity waves or magnetic fields (Charbonnel & Talon 2005; Eggenberger et al. 2005). Despite this assessment concerning lithium and helioseismology, AM extraction and rotation-induced mechanisms have become the basic processes upon which more elaborate models can be built (Talon & Charbonnel 2003; Lagarde et al. 2012; Charbonnel et al. 2013). It is thus important to clarify their exact efficiency and also, if possible, the more appropriate combination of prescriptions that should be used to model solar-mass stars, in a similar way as Meynet et al. (2013) did for the case of massive stars. Unlike massive stars, AM transport mechanism in solar-like stars are driven by the surface extraction of AM. New magnetic torque prescriptions have recently been developed and have to be accounted for to find a more appropriate combination of prescriptions.

We present the different formalisms that we test in Sect. 2 and recall the overall physics of the models in Sect. 3. Next, we describe our reference model in Sect. 4 and then explore the parameter space in Sect. 5. In Sect. 6 we compare our results to the recent bi-zone models by Gallet & Bouvier (2013, 2015). Finally, we briefly compare our models to the additional constraints given by helioseismology and the surface abundances of lithium in Sect. 7. A summary of our results and some perspectives are given in Sect. 8.

## 2. Formalism

### 2.1. Disc coupling

A solar-mass star undergoes a global contraction during the first few million years of its evolution. During this period the star magnetically interacts with its circumstellar accretion disc, and this interaction modifies the stellar angular momentum. The final stellar velocity results from the balance between the increase of AM from the accreted matter and the strong loss that can be due either to accretion-powered stellar winds (Matt & Pudritz 2005) or to the so-called disc-locking process (Koenigl 1991; Ghosh & Lamb 1979).

While these mechanisms still lack an accepted physical description, it is observationally evident (e.g. Rebull et al. 2004, and references therein) that this interaction is very effective during the whole disc lifetime and compensates for the increase of angular velocity that is due to the stellar contraction. In this configuration, the star will, on average, maintain a constant angular velocity as long as it is coupled with the disc. This is confirmed by the analysis of rotation periods in young open clusters and associations (Gallet & Bouvier 2013).

The duration of this period of coupling varies with both the mass (Kennedy & Kenyon 2009) and the initial angular momentum of the star. To evaluate the duration of this strong star-disc interaction phase, it is necessary to rely on observations since there is a degeneracy between the initial angular momentum content of the star and the disc-coupling time. A star with a large initial angular momentum content that will maintain a coupling with its circumstellar disc for a relatively long time is expected

to undergo the same rotational evolution for the remaining evolution as a star with a smaller initial angular momentum content coupled to a shorter lived disc. Edwards et al. (1993) showed that the observed rotation periods of stars in very young clusters demand shorter disc lifetimes for fast rotators than for slow rotators. This has been confirmed with more observational evidence by Rebull et al. (2004) and Bouvier (2008).

In the present study, we assume a 2.5 Myr and 5 Myr star-disc interaction for fast and medium or slow rotators, respectively, based on observations (e.g. Bell et al. 2013). Throughout this coupling, the surface rotation period is assumed to be constant.

### 2.2. Stellar wind torque

For the past two decades, many different more or less complex prescriptions of stellar wind braking have been developed. Since Schatzman (1962) and Weber & Davis (1967), all the processes playing a role in the coupling between wind-driven mass-loss and the magnetic field have been extensively studied and improved. In a general manner, the net torque exerted on the star can be written as

$$\frac{dJ}{dt} = \dot{M}\Omega_{\star}r_A^2, \quad (1)$$

where  $J$  is the total angular momentum of the star,  $\dot{M}$  is the mass-loss rate,  $\Omega_{\star}$  the average angular velocity, and  $r_A$  the average Alfvén radius. The most difficult term to constrain in this equation, which is also the most important one, is the Alfvén radius, which depends on several parameters such as the stellar radius, effective temperature, and magnetic field.

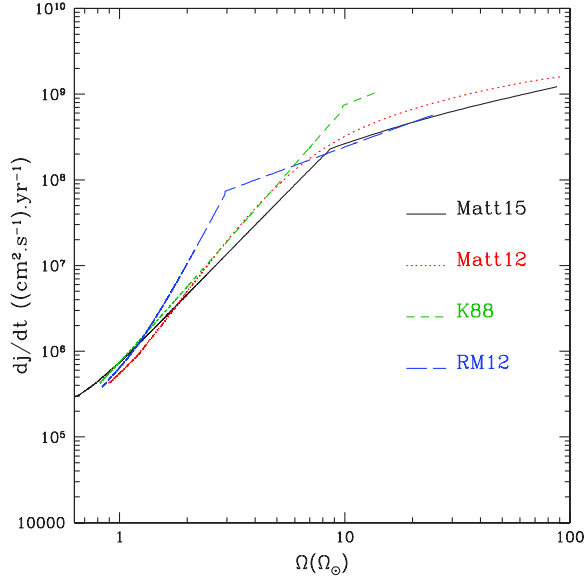
In the following, we present the different prescriptions we used to evaluate their impact on the evolution of the surface velocity and internal rotation profile of a single  $1 M_{\odot}$  star. All the prescriptions detailed below are semi-empirical, based on theoretical and observational properties. Except for the expression from Reiners & Mohanty (2012; detailed in part 2.2.3), they all lead to a rotational evolution that follows the empirical relationship of Skumanich (1972),  $\Omega_S \propto t^{-1/2}$ , beyond the spin-down phase of the model stars (after at least 1 Gyr of evolution). We calibrated the constants of each braking law so that it leads to the solar rotation rate at the age of the Sun for a  $1 M_{\odot}$  model with our reference prescription. The constants are summarised in Table 1. Figure 1 shows the torque evolution as a function of the surface angular velocity on the main sequence for each of the prescriptions.

#### 2.2.1. Kawaler (1988) – Chaboyer et al. (1995a)

Kawaler (1988) derived a braking law that takes into account the magnetic field strength and topology and the mass-loss rate. The expression can easily be incorporated in stellar evolutionary codes accounting for rotation (e.g. Pinsonneault et al. 1989)

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W\Omega^{1+(4an/3)}\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{2-n}\left(\frac{\dot{M}}{-10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}^{-1}}\right)^{1-(2n/3)}\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-n/3}. \quad (2)$$

Here, the angular momentum loss is directly related to the rotation rate  $\Omega$ . It only depends on three parameters: the exponent  $a$  that depicts the total magnetic field strength dependence on the rotation rate ( $B_0 = K_B (R/R_{\odot})^{-2} \Omega^a$ , with  $B_0$  the surface magnetic field strength and  $K_B$  constant) fixed equal to 1; the wind-index factor  $n$  that varies with the magnetic field topology and is



**Fig. 1.** Stellar wind torque as a function of the surface angular velocity for the different prescriptions as labelled in the plot. The parameter values used in each case are given in Table 1.

**Table 1.** Parameters used for the prescriptions from Kawaler (1988) and Chaboyer et al. (1995, K88), Matt et al. (2012, Matt12), Matt et al. (2015, Matt15), and Reiners & Mohanty (2012, RM12).

K88	Matt12	Matt15	RM12
$K_W = 2.10^{48}$	$K_1 = 6.7$	$K = 5.10^{31}$	$C = 10^{39}$
$n = 3/2$	$K_2 = 0.506$	$m = 0.22$	$\Omega_{\text{sat}} = 3\Omega_{\odot}$
$\Omega_{\text{sat}} = 10\Omega_{\odot}$	$m = 0.17$	$p = 1.7$	
		$\chi = 10$	

typically assumed to be equal to  $3/2$  to reproduce the Skumanich relationship; and the parameter  $K_W$ . The latter consists, in the initial paper, of two components linked on one hand to the dependence of the magnetic field generation to the convection zone depth and on the other hand to the structure of the stellar wind. It is here assumed to be a single constant that is calibrated to reproduce the solar surface velocity at the age of the Sun. Taking  $n = 3/2$  simplifies the problem by suppressing the dependence on mass loss rate, leading to

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega^{(1+2a)} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-1/2}, \quad (3)$$

where  $K_W = 2.10^{48}$  is calibrated in cgs units to reproduce the solar case, and  $a = 0$  or  $1$  for a saturated or unsaturated magnetic field, respectively.

Following Stauffer & Hartmann (1987), Chaboyer et al. (1995) assumed that the magnetic field reaches saturation above a certain value of the surface angular velocity. As a result, this saturation modifies the braking law and the dependence of the angular momentum loss on the rotation rate. It is not yet clear whether this saturation is due to the saturation of the dynamo itself or to coronal processes (Wright et al. 2011). However, the magnetic field strength seems to stop increasing even if the star

still spins up (Vilhu 1984; O’dell et al. 1995) and  $a = 0$  in the expression of  $B_0$ . Equation (3) then becomes

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega \Omega_{\text{sat}}^2 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-1/2} \quad \text{for } \Omega \geq \Omega_{\text{sat}} \quad (4)$$

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega^3 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-1/2} \quad \text{for } \Omega < \Omega_{\text{sat}}, \quad (5)$$

which is the formulation that we use in our stellar evolution code.

## 2.2.2. Matt et al. (2012)

Matt et al. (2012) proposed a braking law based on current 2D magnetohydrodynamical (MHD) simulations for stellar winds. They varied the magnetic field strength relative to the mass-loss rate and surface gravity to derive the most complete stellar wind torque formula available at the time for solar-type stars,

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{K_1^2}{(2G)^m} \bar{B}^{4m} M_W^{1-2m} \frac{R^{5m+2}}{M^m} \frac{\Omega}{(K_2^2 + 0.5u^2)^m}, \quad (6)$$

with  $u$  being the ratio of the surface velocity to the brake-up velocity, and  $K_1$ ,  $K_2$  and  $m$  tunable (to a certain point) parameters to fit the observations. The adopted values were taken from Gallet & Bouvier (2013) and are given in Table 1.

We directly included a modified version of the BOREAS subroutine (Cranmer & Saar 2011; Gallet & Bouvier 2013) in our evolution code STAREVOL (see the Appendix for details concerning the applied modifications to the original distributed version of BOREAS) to obtain the mean magnetic field  $\bar{B} = f_* B_*$  at each time step,  $f_*$  being the filling factor expressing the magnetized fraction of the stellar surface (Saar 1996). We had to recalibrate the expression of  $f_*$  to reach the solar mass-loss value at the age of the Sun for solid-body rotating models,

$$f_* = \frac{0.4}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}}, \quad (7)$$

with  $x$  being the normalised Rossby number<sup>1</sup>  $x = \frac{P_{\text{rot}}}{P_{\text{rot}\odot}} \frac{\tau_{\text{conv}\odot}}{\tau_{\text{conv}}}$ .

With this expression, the magnetic field reaches a saturation threshold for  $\Omega_{\text{sat}} \approx 10\text{--}15\Omega_{\odot}$ .

We also used the mass loss accounting for magnetohydrodynamic turbulence and Alfvén waves that is an output of the BOREAS routine. We accounted for mass loss from the end of the disc-coupling phase during the pre-main sequence to the end of the main sequence considering that the mechanisms responsible for mass loss remain the same during these phases.

As shown by Gallet & Bouvier (2013), Eq. (6) combined with the prescriptions of Cranmer & Saar (2011) as computed with the modified BOREAS routine allows reproducing the observed rotation periods well in the validity domain of Cranmer & Saar (2011)’s work, which is in particular the case of stars of about  $1 M_{\odot}$ . Van Saders & Pinsonneault (2013) extended the application to more massive stars ( $1.1\text{--}1.5 M_{\odot}$ ) by combining this prescription with the mass-loss rate of Wood et al. (2005).

## 2.2.3. Reiners & Mohanty (2012)

Reiners & Mohanty (2012) introduced a formalism in which the magnetic field *strength* is accounted for as directly depending

<sup>1</sup>  $\tau_{\text{conv}}$  and  $\tau_{\text{conv}\odot}$  are determined as a function of the effective temperature as in Cranmer & Saar (2011).



on the Rossby number in the unsaturated regime (while it is the magnetic flux that depends on the Rossby number in the approach of [Matt et al. 2012](#)),

$$\frac{dJ}{dt} = -C \left( \frac{R^{16}}{M^2} \right)^{1/3} \Omega \quad \text{for } \Omega \geq \Omega_{\text{sat}}, \quad (8)$$

$$\frac{dJ}{dt} = -C \left( \frac{R^{16}}{M^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega}{\Omega_{\text{sat}}} \right)^4 \Omega \quad \text{for } \Omega < \Omega_{\text{sat}}, \quad (9)$$

with

$$C = \frac{2}{3} \left( \frac{B_{\text{crit}}^8}{G^2 K^4 M} \right)^{1/3}$$

being a constant because each parameter on the right-hand side is assumed to adjust to keep the overall product constant throughout the evolution.

The main consequence of this change of paradigm is a torque that strongly depends on the stellar radius ( $dJ/dt \propto R^{16/3}$ ) and hence on the stellar mass and evolutionary stage. As shown in [Fig. 1](#), the saturation value is reached at a very low rotation rate, which drastically changes the behaviour of surface rotation rate. The extraction of AM can be one order of magnitude higher for rotation rates between 1 and 10 times the solar value with this braking law.

This prescription shows some important weaknesses in reproducing the rotation rates of stars in open clusters as a function of mass, as shown by [Reiners & Mohanty \(2012, their Fig. 4\)](#). At the age of the Hyades, they obtain in particular a decrease of  $P_{\text{rot}}$  with decreasing mass for  $M \geq 0.3 M_{\odot}$ , which contradicts observations. Reiners and Mohanty interpreted this discrepancy as the result of a possible core-envelope decoupling that would be proportional to the size of the radiative core (which increases with increasing mass at a given age). To test this hypothesis, we used this prescription for the stellar wind torque in our self-consistent differentially rotating  $1 M_{\odot}$  models.

#### 2.2.4. Matt et al. (2015)

The main improvement reached by [Matt et al. \(2015\)](#) over [Matt et al. \(2012\)](#) is to highlight the Rossby number as a critical parameter, which was first reported by [Soderblom \(1985\)](#) and [Vilhu & Moss \(1986\)](#). Compared to [Matt et al. \(2012\)](#), [Matt et al. \(2015\)](#) expressed the torque as a simple function of mass, radius, angular velocity, and turnover timescale of the convective envelope<sup>2</sup>. Starting from a general expression of the torque from [Matt et al. \(2012\)](#),

$$\frac{dJ}{dt} = \left( \frac{dJ}{dt} \right)_{\odot} \left( \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-m} \left( \frac{R_{\star}}{R_{\odot}} \right)^{5m+2} \left( \frac{B_{\star}}{B_{\odot}} \right)^{4m} \left( \frac{\dot{M}_{\star}}{\dot{M}_{\odot}} \right)^{1-2m} \left( \frac{\Omega_{\star}}{\Omega_{\odot}} \right), \quad (10)$$

they expressed the more uncertain terms, namely  $\dot{M}_{\star}$  and  $B_{\star}$ , as a function of the Rossby number. This results in some equations according to the regime of the magnetic field (saturated or not),

$$\frac{dJ}{dt} = -\mathcal{T}_0 \left( \frac{\tau_{CZ}}{\tau_{CZ\odot}} \right)^p \left( \frac{\Omega_{\star}}{\Omega_{\odot}} \right)^{p+1} \rightarrow \text{unsaturated}, \quad (11)$$

$$\frac{dJ}{dt} = -\mathcal{T}_0 \chi^p \left( \frac{\Omega_{\star}}{\Omega_{\odot}} \right) \rightarrow \text{saturated}, \quad (12)$$

<sup>2</sup> Determined as a function of  $T_{\text{eff}}$  as in [Cranmer & Saar \(2011\)](#).

with

$$\mathcal{T}_0 = K \left( \frac{R_{\star}}{R_{\odot}} \right)^{3.1} \left( \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{0.5} \gamma^{2m}, \quad (13)$$

where  $\gamma = \sqrt{1 + (u/0.072)^2}$  comes from Eq. (8) of [Matt et al. \(2012\)](#), and  $u$  has the same meaning as above.  $\chi = \frac{Ro_{\odot}}{Ro_{\text{sat}}}$  is a constant. Considering that for  $Ro \leq Ro_{\text{sat}}$  the magnetic activity stops increasing and saturates at an approximately constant value. The calibrated values of the parameters  $K$ ,  $p$ ,  $m$  and  $\chi$  are given in [Table 1](#).

### 2.3. Transport of angular momentum in the stellar interior

#### 2.3.1. Global equations

We treated the angular momentum evolution from the first model on the PMS following the formalism developed by [Zahn \(1992\)](#) and [Maeder & Zahn \(1998\)](#). This formalism assumes a strong anisotropy in turbulence, the horizontal turbulence (i.e. along isobars) being much stronger than the vertical one (i.e. perpendicular to the isobars), thus enforcing a shellular rotation. The transport of AM in the stellar interior follows the advection/diffusion equation,

$$\rho \frac{d}{dt} (r^2 \Omega) = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^4 \Omega U_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^4 \rho v_{\nu} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right), \quad (14)$$

where  $\rho$ ,  $r$ ,  $v_{\nu}$  and  $U_r$  are the density, radius, vertical component of the turbulent viscosity, and the meridional circulation velocity on a given isobar, respectively.

This equation applies to radiative regions, while convective zones are assumed to rotate as solid bodies. The torque discussed in the previous section is applied at the upper convective boundary (see [Palacios et al. 2003](#)),

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \Omega \int_{r_i}^R r^4 \rho dr \right] = -\frac{1}{5} r^4 \rho \Omega U + \mathcal{F}_{\Omega} \quad \text{for } r = r_i$$

where  $\mathcal{F}_{\Omega}$  is the torque, and  $r_i$  is the radius at the lower edge of the convective envelope.

By integrating the angular momentum transport Eq. (14) over the surface of radius  $r_{cz}$ ,  $r_{cz}$  being the radius of the inner convective zone boundary, we obtain a flux equation,

$$F_{\text{tot}} = F_S(r_{cz}) + F_{\text{MC}}(r_{cz}), \quad (15)$$

with

$$F_S(r_{cz}) = \left. \frac{dJ_S}{dt} \right|_{r=r_{cz}} = -\rho r^4 v_{\nu} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \Big|_{r=r_{cz}} \quad (16)$$

the flux carried by shear-induced turbulence from the radiative zone to the convective envelope, and

$$F_{\text{MC}}(r_{cz}) = \left. \frac{dJ_{\text{MC}}}{dt} \right|_{r=r_{cz}} = -\frac{1}{5} \rho r_{cz}^4 \Omega U_{r_{cz}} \quad (17)$$

the flux carried by meridional circulation. A detailed derivation of the AM fluxes is given in [Decressin et al. \(2009\)](#) as part of a set of tools for assessing the relative importance of the processes involved in AM transport in stellar radiative interiors.

Equation (14) is complemented by the evolution equation for the relative mean molecular weight variations over an isobar  $\Lambda = \bar{\mu}/\bar{\mu}_0$ ,

$$\frac{d\Lambda}{dt} - \frac{d \ln \bar{\mu}}{dt} \Lambda = \frac{N_{\mu}^2}{g\varphi} U_r - \frac{6}{r^2} v_{\text{h}} \Lambda, \quad (18)$$

**Table 2.** Different prescriptions used for the turbulent diffusion coefficients in our models.

Prescription	$D_h \equiv \nu_h$
Mathis et al. (2004) (MPZ04)	$r \sqrt{[Cr\Omega]2V_r - \alpha U_r]}$ with $\alpha = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln(r^2 \Omega)}{\partial \ln r}$ and $C = 1.6 \times 10^{-6}$
Zahn (1992) (Zahn92)	$\frac{r}{C_h}  2V_r - \alpha U_r $ with $C_h = 1$
Prescription	$D_v \equiv \nu_v$
Talon & Zahn (1997) (TZ97)	$\frac{Ri_c}{N_\mu^2 / (K_T + D_h) + N_\mu^2 / D_h} \left( r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2$ with $Ri_c = 0.25$
Maeder (1997) (Maeder97)	$f_{\text{energ}} \frac{H_p}{g \delta} \left[ \frac{K}{\frac{g}{\rho} \nabla_\mu + (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{rad}})} \right] \left( \frac{9\pi}{32} \Omega \frac{d \ln \Omega}{d \ln r} \right)^2$ with $K = \frac{4ac}{3\kappa} \frac{T^4 \nabla_{\text{ad}}}{\rho P \delta}$ $f_{\text{energ}} = 1$ and $\varphi = \left( \frac{d \ln \rho}{d \ln \mu} \right)_{P,T} = 1$

where  $\bar{\mu}$  is the mean molecular weight over an isobar,  $\nu_h$  is the diffusion coefficient associated with the horizontal shear instability, and  $N_\mu$ , the chemical part of the Brunt-Väisälä frequency is given by  $N_\mu^2 = (\bar{g}\varphi/H_p) \nabla_\mu$  with  $\nabla_\mu = \partial \ln \bar{\mu} / \partial \ln P$ .

### 2.3.2. Turbulence modelling

As in Zahn (e.g. 1992), the shear turbulence in the horizontal and vertical directions is represented as a diffusive process. We assumed that the diffusion coefficients are well represented by the viscosities, that is,  $D_v \approx \nu_v$  and  $D_h \approx \nu_h$ .

Several prescriptions exist for these viscosities, and we explored the effect of four different prescriptions on the angular momentum evolution of a 1  $M_\odot$  model. These prescriptions are summarised in Table 2, and we refer to the associated papers for more details on how they were derived.

For the vertical diffusion coefficient, the prescription of Talon & Zahn (1997) has been used for all the rotating models computed with the STAREVOL code so far (Palacios et al. 2003, 2006; Decressin et al. 2009; Lagarde et al. 2012), while the prescription of Maeder (1997) has been systematically used for the rotating models computed with the Geneva code (Eggenberger et al. 2012; Georgy et al. 2013). Meynet et al. (2013) have shown that the choice of the turbulent transport prescriptions may dramatically affect predictions for the structural, chemical, and rotational evolution of massive stars, but they were unable to clearly determine a best combination for fitting the observational chemical constraints. In Sect. 5 we discuss this in a similar way within the framework of the rotational evolution of solar-type stars.

### 2.4. Transport of chemicals

The transport of chemical species in radiative region is computed as a purely diffusive process (Chaboyer & Zahn 1992) but accounts for vertical advection and a strong horizontal diffusion. For a chemical species  $i$ , the concentration  $c_i$  follows the equation

$$\frac{dc_i}{dt} = \dot{c}_i + \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho r^2 D_{\text{tot}} \frac{\partial c_i}{\partial r} \right), \quad (19)$$

**Table 3.** Parameters and assumptions of the different models computed in this study.

Initial $P_{\text{rot}}$ , DL time	$\nu_h$ prescrip.	$\nu_v$ prescrip.	Braking law	Ref.	
7 days	MPZ04	TZ97	Matt+15	1s	
5 Myr	MPZ04	Maeder97	Matt+15	2s	
	Zahn92	TZ97	Matt+15	3s	
	Zahn92	Maeder97	Matt+15	4s	
	MPZ04	TZ97	R&M 12	5s	
	MPZ04	TZ97	Matt+12	6s	
	MPZ04	TZ97	K88	7s	
	SB	SB	Matt+15	8s	
	MPZ04	TZ97	GB13	9s	
	3.7 days	MPZ04	TZ97	Matt+15	1m
5 Myr	MPZ04	TZ97	R&M 12	5m	
	MPZ04	TZ97	Matt+12	6m	
	MPZ04	TZ97	K88	7m	
	SB	SB	Matt+15	8m	
	MPZ04	TZ97	GB13	9m	
	1.4 days 3 Myr	MPZ04	TZ97	Matt+15	1f
		MPZ04	Maeder97	Matt+15	2f
		Zahn92	TZ97	Matt+15	3f
		Zahn92	Maeder97	Matt+15	4f
MPZ04		TZ97	R&M 12	5f	
MPZ04		TZ97	Matt+12	6f	
MPZ04		TZ97	K88	7f	
SB		SB	Matt+15	8f	
MPZ04		TZ97	GB13	9f	

**References.** MPZ04 refers to Mathis et al. (2004), TZ97 to Talon & Zahn (1997); Matt+15 to Matt et al. (2015); Matt+12 to Matt et al. (2012); R&M 12 to Reiners & Mohanty (2012); and GB13 to Gallet & Bouvier (2013). SB is for solid-body rotation.

with  $D_{\text{tot}} = D_{\text{eff}} + D_v$  the total diffusion coefficient,  $D_{\text{eff}}$  given by

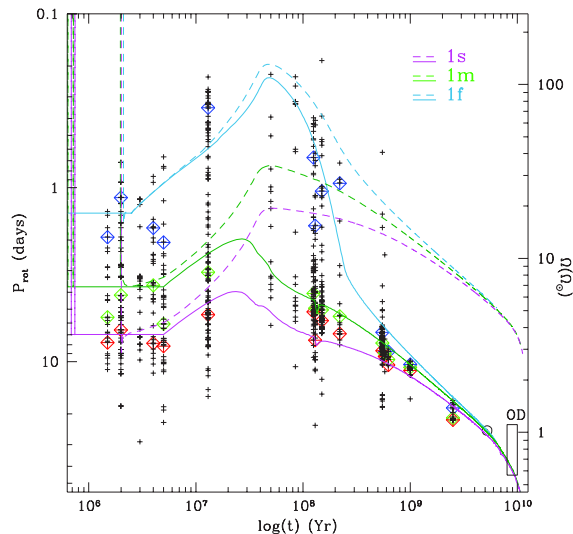
$$D_{\text{eff}} = \frac{|rU(r)|^2}{30D_h}, \quad (20)$$

where  $D_v$  and  $D_h$  were defined previously (see Table 2). Finally, the term  $\dot{c}_i$  refers to the temporal evolution of the concentration of chemical species  $i$  due to nuclear burning.

## 3. Physics of the models

For all the models reported in Table 3, the basic input physics (equation of state, nuclear reaction, opacities) can be found in Lagarde et al. (2012). The initial abundances and mixing length parameter are calibrated without microscopic diffusion to reproduce a non-rotating Sun with respect to the Asplund et al. (2009) solar mixture with a  $10^{-5}$  precision for luminosity and radius at the age of the Sun. We used a mixing length parameter  $\alpha_c = 1.7020$ , an initial helium abundance  $Y = 0.2689$ , and an initial metal abundance  $Z = 0.0134$ . These values differ slightly from Lagarde et al. (2012) because we included a non-grey atmosphere treatment based on Krishna Swamy (1966), which better agrees with observations for Sun-like stars (e.g. Vandenberg et al. 2007).

In addition to the treatment of transport and loss of angular momentum and mass as described in Sect. 2, we included the modification of the effective gravity by the centrifugal forces and its effect on the stellar structure equations following Endal & Sofia (1976). This effect is slightly visible on the evolutionary track in the Hertzsprung-Russell diagram when the stars rotate fast. Rotation can have a non-negligible impact on the effective temperature for the fastest rotators around the ZAMS.



**Fig. 2.** Evolution of the angular velocity as a function of time for the reference models. Plotted on the left as the rotational periods in days and during the right as the angular velocity in solar units with  $\Omega_{\odot} = 2.86 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . Each cross represents a measurement for a star belonging to an open cluster whose age has been taken from the literature. All observational data are taken from Gallet & Bouvier (2015, and references therein) except the “OD” black frame between 8 and 10 Gyr, which corresponds to photometric data for stars observed with the *Kepler* satellite that belong to the disc of the Milky Way (McQuillan et al. 2013). Solid lines show the evolution of surface rotation for the slow (magenta), medium (green), and fast (blue) rotating models, while short dashed lines represent the associated averaged angular velocity of the radiative interior.

#### 4. Reference model

The statistical analysis of the distributions of rotation periods in open clusters and associations from 1 Myr to 2.5 Gyr performed by Gallet & Bouvier (2013, 2015) focuses on three types of rotators: the slow, medium, and fast rotators, associated to the 25th, 50th, and 90th percentiles of the statistical sample in each of the clusters. We focused on the same types of rotators and defined our reference models as those that reproduce their evolutionary paths, as shown in Fig. 2. They are labelled *1s*, *1m*, and *1f* in Table 3. They are characterised by the following set of prescriptions: *Matt+15* for the stellar wind torque, *TZ97* for  $\nu_v$ , and *MPZ04* for  $\nu_h$ . We preferred the *Matt+15* prescription for the torque over the formulation of *Matt+12*, even though the latter directly takes into account magnetic field and mass-loss rate, precisely for sake of the consistency. Those are multi-dimensional processes that are still implemented in 1D models with many uncertainties. We show in Sect. 3 that both fit the observed rotation periods, but we prefer a simpler approach that includes fewer uncertain processes to ensure that we will not miss any effects.

##### 4.1. Evolution of surface angular velocities

Figure 2 shows the surface angular velocity evolution (in terms of rotation period) as a function of time for the three reference models (*1s*, *1f*, and *1m*) as solid lines. Depending on their initial velocity, these models present very different behaviours, but they are qualitatively similar to those obtained by Krishnamurthi et al. (1997). The slow and medium rotators (models *1s* and *1m*) experience a stronger stellar wind braking related to their initial

angular momentum during the early evolution than do the fast rotator (model *1f*) towards the age of the present Sun. We also observe a convergence of the averaged rotation rate of the radiative interiors (dashed lines); this result is similar to previous work done with a slightly different treatment of AM transport (e.g. Pinsonneault et al. 1990). Consequently, all the models reach the age of the Sun with the same total amount of angular momentum independently of their initial content. We detail the evolution of the radiative region angular velocity profile to understand which processes are involved.

##### 4.2. Rotation profile and differential rotation

Figure 3 shows the evolution of the internal angular velocity profiles as a function of the mass coordinate for our reference models *1s* (left), *1m* (central), and *1f* (right). We observe that for the special combination of braking and transport prescriptions adopted, all the models end with the same rotation profile (long-dash-dotted cyan profile), regardless of their initial angular momentum content. In all three cases, the differential rotation first increases (the core spins up) during the PMS evolution up to 45 Myr due to the contraction of the stars as they evolve along the Henyey track. Beyond 45 Myr, the core spins down in all models as a result of the meridional circulation that extracts AM from the core to compensate for the loss generated at the surface by the torque (see right panels of Fig. 4 and below). The main difference between the three cases is the efficiency of the meridional circulation, which adjusts to the intensity of the torque: the larger the torque (for the fast rotators), the larger the angular velocity gradient and the more efficient the meridional circulation. Moreover, since the efficiency of these angular momentum transport processes is proportional to the surface angular velocity, we observe a weak coupling between the radiative core and the envelope in models *1s* and *1m* at the same epochs (radiative interior rotating on average much faster than the convective envelope; see solid and dashed lines). Thus, the surface velocity evolution is already shaped by the torque before the stars reach the ZAMS (at  $\approx 60$  Myr), leading to their early spin down.

In contrast, the fast rotating model strongly couples the radiative and convective zone as long as the star contracts (spins up), and the internal angular momentum is carried outward. During these early phases, model *1f* is in the saturated dynamo regime. At its arrival on the ZAMS, the star stops spinning up and the surface is strongly braked on a relatively short timescale. The surface velocity is divided by a factor of 10 in 200 Myr, until the star spins down enough to enter the unsaturated-dynamo regime and further decreases by another factor of 10 for the following 4.3 Gyr.

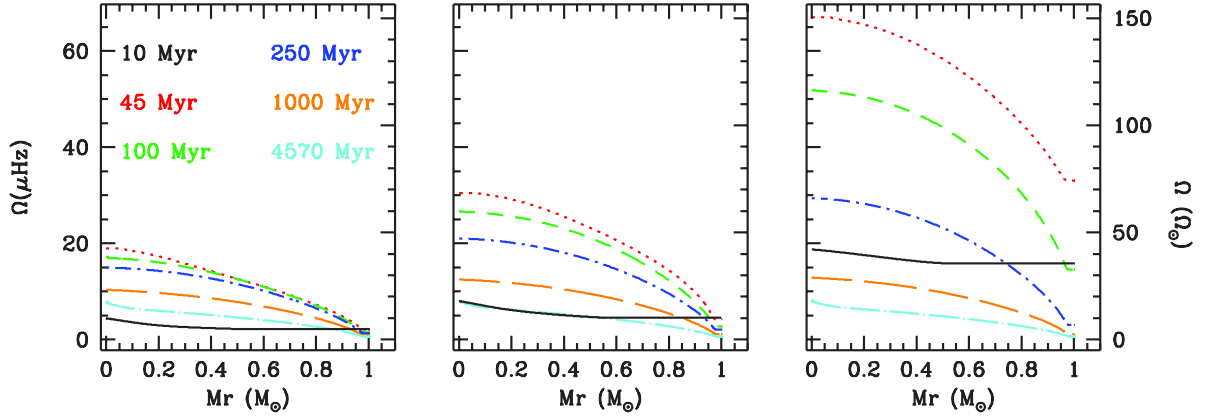
For clusters older than the Hyades (beyond  $\approx 700$  Myr), the observed distributions of rotation periods strongly narrow.

By the time the models reach 1 Gyr, the torque has become much less efficient and the angular velocity profile of the fast rotator is similar to that of the median and slow rotators. The three models later follow the same evolution, which is dictated by the meridional circulation and shear turbulence until the age of the Sun. The surface angular velocity and the total angular momentum content of the slow, medium, and fast rotators are similar beyond 1 Gyr. The angular velocity profiles also share a similar shape and evolution in all three cases.

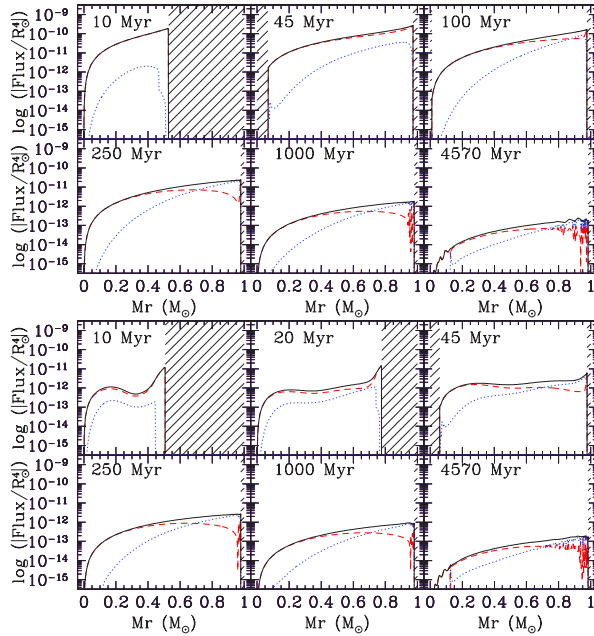
##### 4.3. Transport of AM

Here we examine the processes that drive the internal transport of AM in our reference models. To do so, we followed the diagnostic procedure proposed by Decressin et al. (2009), which





**Fig. 3.** Angular velocity profile of the reference models at different epochs (solid: 10 Myr; dotted: 45 Myr; dashed: 100 Myr; dot-dashed: 250 Myr; long-dashed: 1 Gyr; long-dash-dotted: 4.57 Gyr) as a function of the relative mass fraction. The *left*, *central*, and *right* plots correspond to cases with slow, medium, and fast rotation (models 1s, 1m, and 1f).



**Fig. 4.** Angular momentum fluxes carried by meridional circulation (dashed red), shear (dotted blue), and the total flux (solid black) in the fast and slowly rotating models (*top* and *bottom*, respectively). Hatched areas in all plots indicate the convective regions.

relies on the analysis of the AM fluxes associated with each transport process that is accounted for. The transport of angular momentum is mainly driven by the meridional circulation as long as the star is rotating relatively fast (above the saturation value), as shown in the left panels of Fig. 4, and this independently of the initial velocity. After the ZAMS ( $\approx 60$  Myr), in all cases meridional circulation weakens because the star does not contract any longer and the surface velocity has already decreased. Angular velocity gradient increases at the base of the convective envelope, leading to a predominance of the shear turbulence over the meridional circulation in this region. For the slower rotators, the shear turbulence takes over the transport of AM in the outer radiative zone below the envelope and efficiently

extracts (acting along the angular velocity gradient) the angular momentum, ensuring a continuous decrease of the surface angular velocity from the ZAMS until the age of the Hyades ( $\approx 700$  Myr; see lower panel in Fig. 4). On the other hand, in the fast rotator, the meridional circulation is very efficient as long as the star contracts (2 orders of magnitude larger than in the slow rotator) and efficiently couples the interior to the convective envelope up to the ZAMS. Beyond this age, its efficiency decreases rapidly, and the shear generated by the torque dominates below the convective envelope, although it is not sufficient to maintain an efficient transfer of AM from the core to the envelope.

The overall transport of AM by these processes tends to become less efficient as the star evolves on the main sequence as a result of the decrease of the angular velocity gradient and of the torque.

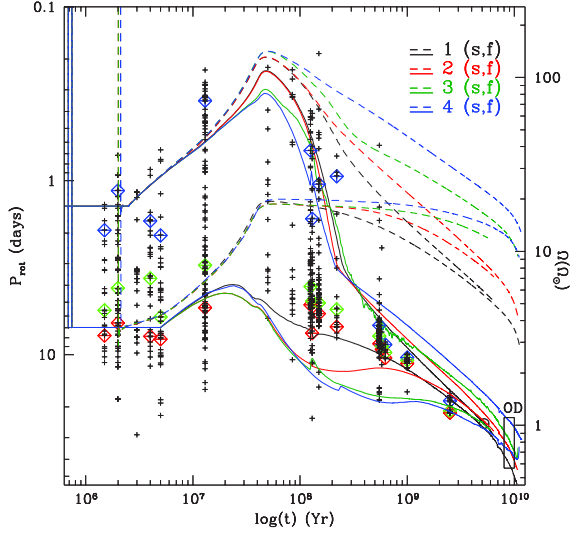
Around the age of the Sun, some very tight reversals of the circulation that are due to the turbulence at very slow rotation rate appear close to the convective envelope bottom. The earlier evolution is dominated by an outward loop carrying angular momentum from the core to the surface to compensate for the loss that is due to stellar wind.

## 5. Exploring the physical parameter space

The description of our reference models points out the different roles played by the meridional circulation, the shear turbulence, and the torque in shaping the internal angular velocity profiles throughout the evolution. As indicated in Table 3 and Sect. 2.2, several prescriptions exist to account for the transport of AM in the radiative interiors and to describe the stellar wind torque exerted at the surface. In this section, we analyse the effect of the prescription choice on the angular velocity and momentum evolution in solar-mass models. To do so, we use the set of diagnostic tools developed by Decressin et al. (2009).

### 5.1. Transport of angular momentum in the stellar interior

Within the paradigm described by Zahn (1992) for the transport of angular momentum in radiative regions, several prescriptions have been developed to describe the shear turbulent viscosity in both the horizontal and vertical directions. While different groups prefer different combinations according to the type of stars studied, it was not until the study by Meynet et al. (2013)



**Fig. 5.** Same as Fig. 2 for fast and slow rotator models computed with four different transport prescriptions. Among the slow rotators models 1s, 2s, 3s, and 4s correspond to the tracks from top to bottom for an age of 500 Myr. The fast rotating models 1f, 2f, 3f, and 4f follow the same order for an age of 60 Myr. The description of the physics used in each of these models is given in Table 3.

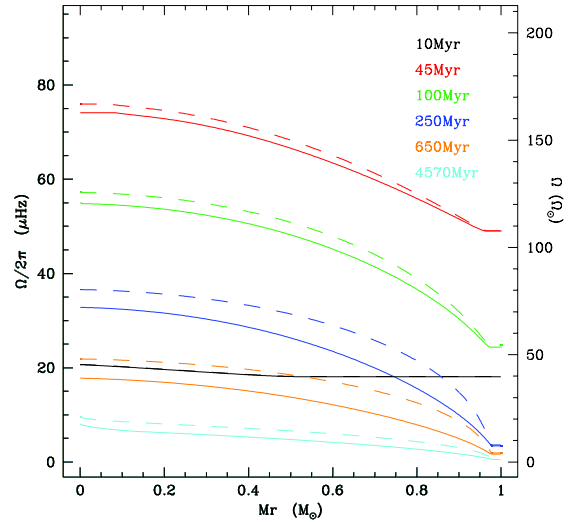
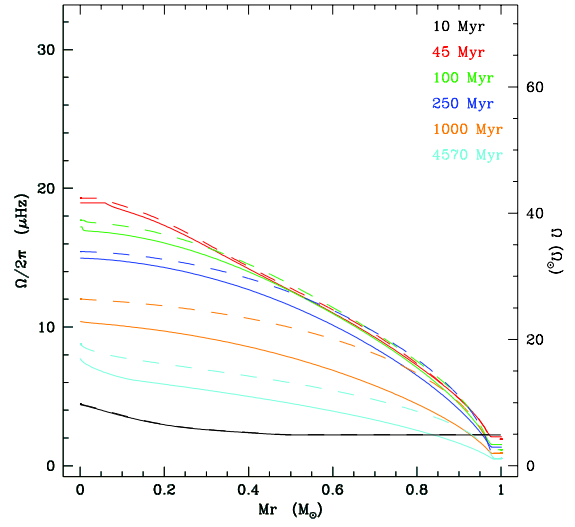
that the actual impact of choosing a specific combination of prescriptions on the evolution (structural, chemical, and rotational) was explored. These authors modelled massive stars ( $9\text{--}40 M_{\odot}$ ) and showed large differences in the HR diagram, the evolution of surface chemical abundances, and the rotational evolution. However, the available observational data did not allow them to favour one of the combinations.

Here we analyse the effect of two different prescriptions for both  $\nu_h$  and for  $\nu_v$  on the rotational evolution of a  $1 M_{\odot}$  model. The overall effect on the surface and internal averaged angular velocity is shown in Fig. 5.

### 5.2. Effect of the prescription for vertical shear

We first compare models with the MPZ04 prescription for  $D_h$  but with different prescriptions for the vertical shear (TZ97 or Maeder97). The use of the Maeder97 prescription (given in Table 2) for  $\nu_v$  hinders the development of the vertical turbulent shear instability in a larger portion of the radiative interior, and the shear only contributes very little to the transport of AM throughout the evolution. For the slow rotator (model 2s in Fig. 5 and top panel in Fig. 6), this leads to a sharp decrease of the surface angular velocity from the ZAMS after the contraction of the star has stopped and the meridional circulation is weaker. Between 100 Myr and 1 Gyr, the efficiency of the meridional circulation to transport AM remains almost constant in the inner radiative zone and ensures the transport of AM from the core to the envelope to compensate for the extraction of AM at the surface by the stellar wind torque. Therefore this leads to an almost constant surface angular velocity over this period of time.

For the fast rotators (model 2f in Fig. 5 and lower panel in Fig. 6), on the other hand, the prescription of  $\nu_v$  has a very weak influence on the surface velocity because the transport is always dominated by the meridional circulation, which is of similar amplitude as in the reference model. The weak effect of the vertical shear diffusion prescription on the AM evolution also appears



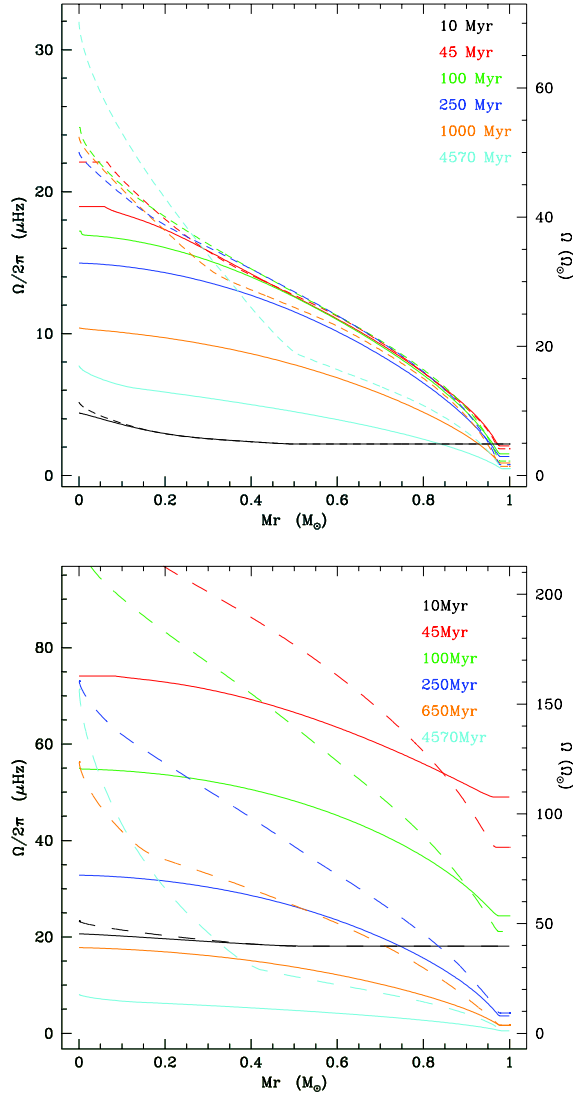
**Fig. 6.** Effect of modelling the vertical turbulent shear diffusion coefficient  $D_v$  on the angular velocity profiles. Same as Fig. 3 for models 2s (dashed lines) and 1s (solid lines) in the top, and for models 2f (dashed lines) and 1f (solid lines) in the bottom panels. The description of the physics used in each of these models is given in Table 3.

when looking at the evolution of the total specific angular momentum as a function of time shown in Fig. 10 (dotted line, left panel).

### 5.3. Effect of the prescription for horizontal turbulence

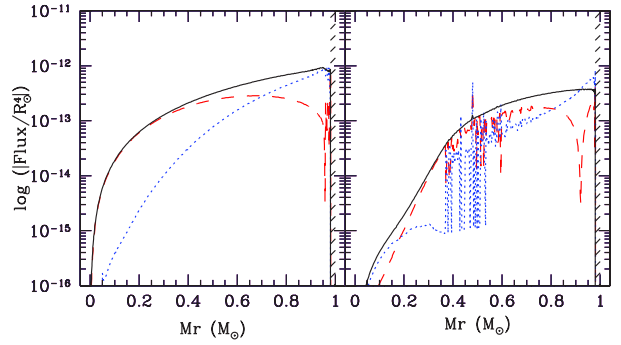
The effect of the choice of the prescription for the horizontal shear turbulence is much more obvious: in Fig. 5 the two models with  $\nu_h$  from Zahn92 (models 3s, 3f, 4s, and 4f) present a very high ratio  $\Omega_{\text{interior}}/\Omega_{\text{surface}}$  compared to the models 1s (resp. 1f) and 2s (resp. 2f) computed with  $\nu_h$  from MPZ04 (see Table 3).

Using the expression of Zahn92 for  $\nu_h$  leads to a meridional circulation that is overall slower than for  $\nu_h$  of MPZ04.



**Fig. 7.** Effect of the modelling of the horizontal turbulent shear diffusion coefficient  $D_h$  on the angular velocity profiles. Same as Fig. 3 for models  $3s$  (dashed lines) and  $1s$  (solid lines) in the *top*, and for models  $3f$  (dashed lines) and  $1f$  (solid lines) in the *bottom panels*. The description of the physics used in each of these models is given in Table 3.

The turbulence can develop and disturb the meridional circulation in the radiative interior if the Richardson criterion is fulfilled. In our reference model, the circulation is strong enough to keep its original shape even in presence of shear turbulence, but this is not always the case. Thus, in models  $3s(f)$  and  $4s(f)$ , using  $v_{h,Zahn92}$ , the angular velocity profiles are much steeper, as shown in Fig. 7, and trigger a much stronger mean shear-induced turbulence. The loop that was carrying AM outward then breaks into several reverse cells as soon as the Richardson criterion is fulfilled (shown in Fig. 8) and annihilates AM transport locally. Consequently, a break appears in the angular velocity profile that can be seen in Fig. 7 around  $0.3 M_r$  (resp.  $0.2 M_r$ ) at 1 Gyr and around  $0.5 M_r$  (resp.  $0.4 M_r$ ) at the solar age for the slow (resp. fast) rotator.



**Fig. 8.** Same legend as Fig. 4 for two slow rotators at 1 Gyr computed with  $v_h$  from MPZ04 (*left*) and Zahn92 (*right*).

In addition, the surface velocity at the ZAMS and during the early evolution on the main sequence is lower than in the reference models, leading to a less efficient torque (which is directly proportional to the surface angular velocity) and to a global larger amount of specific angular momentum when the star reaches the age of the Sun (see Fig. 10).

#### 5.4. Stellar wind torque

We now explore the effect of the stellar wind torque prescriptions on the overall angular momentum and angular velocity evolution of solar-mass stars.

First, we calibrated each of the prescriptions detailed in Sect. 2.2 to reproduce the surface angular velocity of the present Sun at 4.57 Gyr. To do so, we calibrated one parameter,  $C$ ,  $K_1$  and  $K_W$  for breaking laws of R&M12, Matt+12, and K88, respectively. Second, we adjusted a second parameter<sup>3</sup> to adjust the data in younger clusters, if possible. The obtained values are given in Table 1, and for every model with a given braking law, the same set of parameters was used, regardless of the initial angular momentum content.

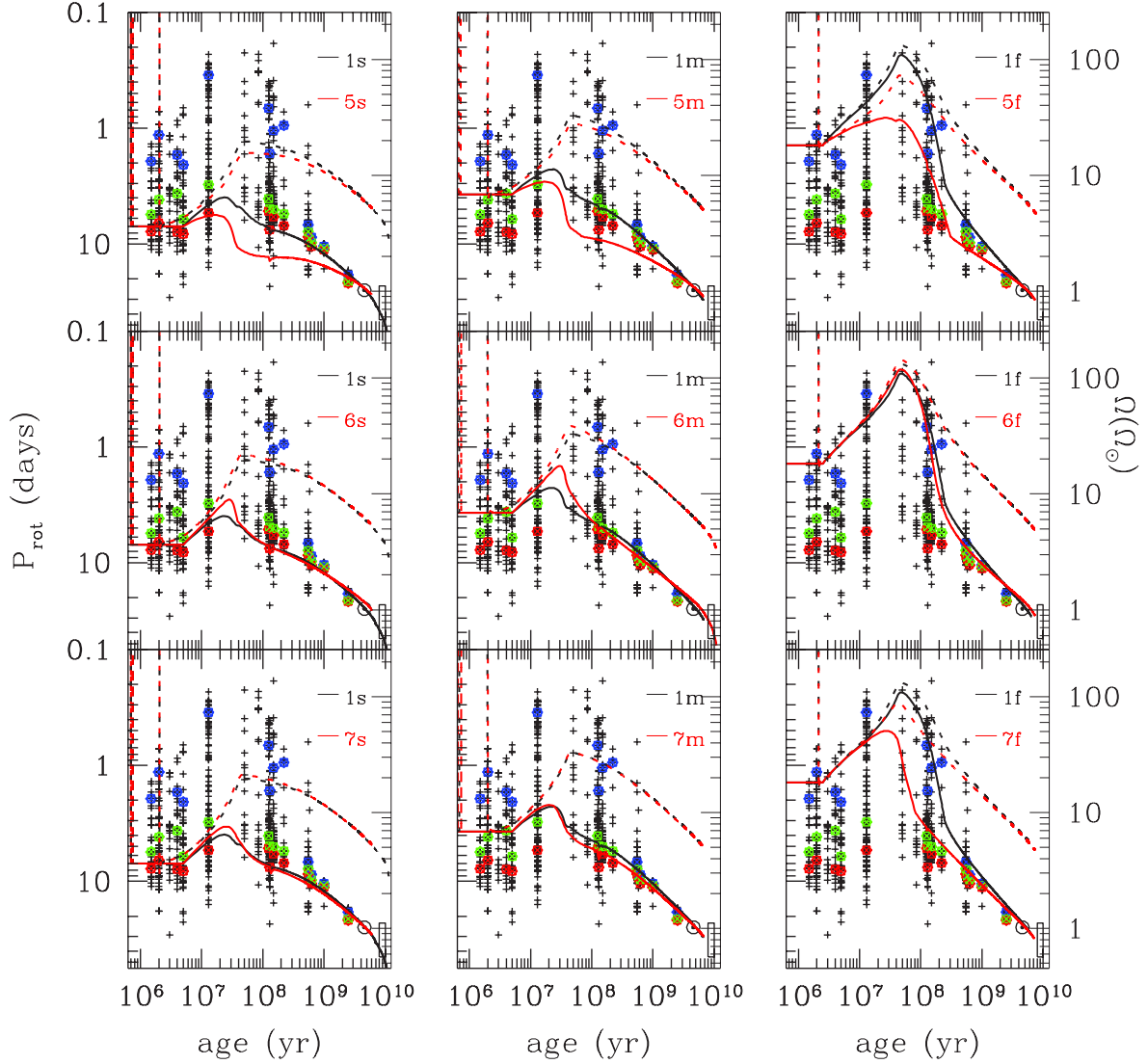
Figure 9 presents the evolution of the surface rotation for slow, medium, and fast rotators with different torque prescriptions, but with the same internal AM transport description (MPZ04, TZ97).

We note that in all cases, the mean angular velocity of the radiative core reaches the same rotation period, regardless of the stellar wind torque prescription used, as shown in Fig. 10.

#### RM12

The surface rotation evolution using this prescription is compared to the reference models in the upper row of Fig. 9. The strong radius dependency of the breaking law reported in Reiners & Mohanty (2012) explains the very high loss of angular momentum observed in Fig. 11 ( $5f$  track in the upper right panel) during the PMS, when the star is still contracting. The angular velocity increases very slowly during the PMS compared to the reference model, and sharply drops at the ZAMS. As soon as the velocity drops below the saturation value ( $\Omega_{\text{sat,RM12}} = 3\Omega_\odot$ ), the extraction of angular momentum almost stops and the surface angular velocity evolution stabilises to converge to  $\Omega(t) \propto t^{-0.25}$  (see Eq. (9)).

<sup>3</sup>  $\Omega_{\text{sat},m}$  and  $\Omega_{\text{sat}}$  for R&M12, Matt + 12, and K88, respectively.



**Fig. 9.** Same legend as Fig. 2 with different braking laws than in our reference model. The references of the models are given in Table 3. The reference model corresponds to the black tracks.

#### Matt+12

The surface rotation evolution using this prescription is compared to the reference models in the middle row of Fig. 9. The angular velocity evolution of fast rotators is the same as in the reference model, despite the absence of explicit saturation value in Matt+12 prescription. It appears in the BOREAS routine as an asymptotic regime of the magnetic field filling factor  $f_*$  that is perfectly mimicked by the saturation coefficient  $\chi$  we took for the reference model using Matt+15 prescription. A difference appears around the ZAMS for slow rotators, and because of this difference of saturation, models with the torque according to Matt+12 reach higher rotation periods. Nevertheless, the discrepancy remains very small and as we lack data for these ages, there is no real constraint to determine which one is better.

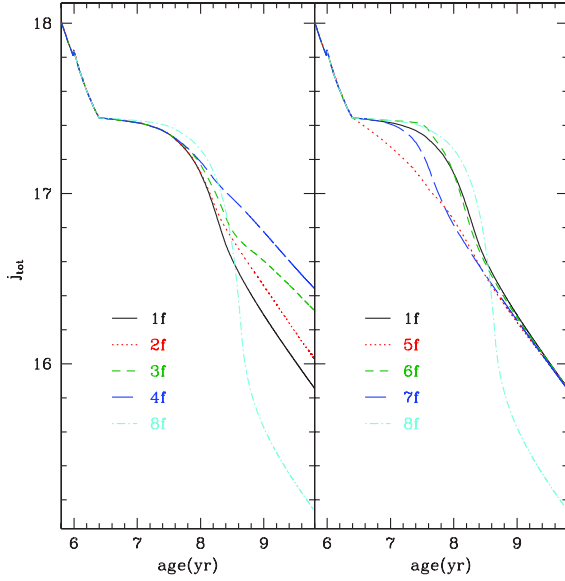
#### K88

The surface rotation evolution using this prescription is compared to the reference models in the lower row of Fig. 9. Both

slow and medium rotators braked with K88 behave as the reference model in the unsaturated regime. Still, to obtain a solar surface angular velocity at the age of the Sun, we need to take a high  $K_W$  value. The extraction of angular momentum is therefore three times higher at the ZAMS than for the reference model (see right panel of Fig. 11). This strong braking prevents the models from achieving rapid rotation at the age of the Pleiades with the K88 torque. This result is similar to what was obtained in previous work (e.g. Pinsonneault et al. 1989).

## 6. Comparison to bi-zone models

In this section we compare our predictions with those of the bi-zone models of Gallet & Bouvier (2013). Their approach splits the star into two regions, each of them rotating as a solid body. The external region corresponds to the convective envelope, the inner region to the inside layers of the star (including the radiative region and, if exists, the convective core). Exchange of AM between these two zones is assumed to occur at a given rate



**Fig. 10.** Evolution of the total specific angular momentum as a function of time. *Left:* effect of the AM transport prescriptions. *Right:* effect of the torque prescriptions.

along the whole evolution. The empirical coupling timescale is constrained to reproduce the observed surface rotation periods.

For a comparison between the two approaches, we deduced a coupling timescale between the convective envelope and the rest of the star for our full evolutionary models. This is possible thanks to the determination of the angular momentum flux transferred by meridional circulation and shear turbulence between the external convective region and the radiative part of the star (see Eq. (15) in Sect. 2).

This flux was then introduced into the formulation of MacGregor & Brenner (1991) to determine a timescale,

$$\tau_c = \Delta J \times \frac{1}{F_{\text{tot}}}, \quad (21)$$

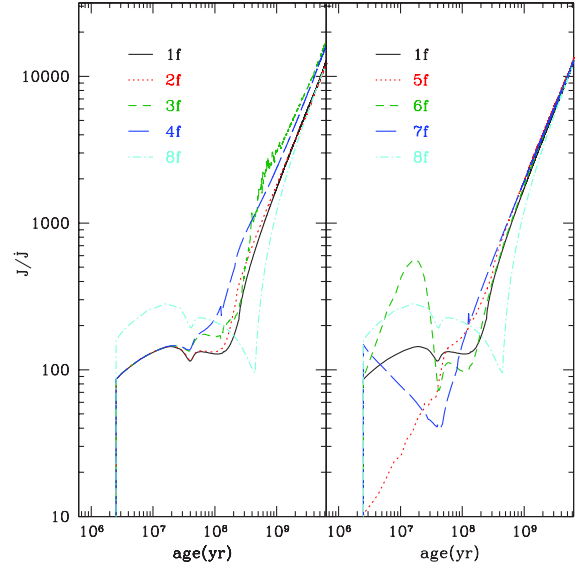
where

$$\Delta J = \frac{I_{\text{conv}} J_{\text{rad}} - I_{\text{rad}} J_{\text{conv}}}{I_{\text{rad}} + I_{\text{conv}}}, \quad (22)$$

with  $I_{\text{conv}}$ ,  $J_{\text{conv}}$  and  $I_{\text{rad}}$ ,  $J_{\text{rad}}$  being the inertial and angular momentum of the convective envelope and radiative zone (and if exists, the convective core).

Because the amount of AM that is transported is mainly dominated by the meridional circulation, its corresponding timescale is two orders of magnitude shorter than the one associated with diffusive turbulence. The timescales associated with both meridional circulation and shear turbulence are much longer than the constant coupling time-scale used in bi-zone models (e.g. Gallet & Bouvier 2013, 2015). These models are calibrated to reproduce the open cluster observations and the surface velocity, the total angular momentum, and the mass-loss rate of the present Sun. The assumed coupling does not necessarily depend on time, rotation rate, or differential rotation rate.

To properly compare our models to the bi-zone models of Gallet & Bouvier (2013, 2015), we computed a slowly rotating model with exactly the same braking law as described in Table 2 of Gallet & Bouvier (2013; model 9s), and a bi-zone



**Fig. 11.** Same as Fig. 10 for the evolution of the ratio between the total angular momentum and the angular momentum loss due to wind alone (disc-coupling loss not accounted for).

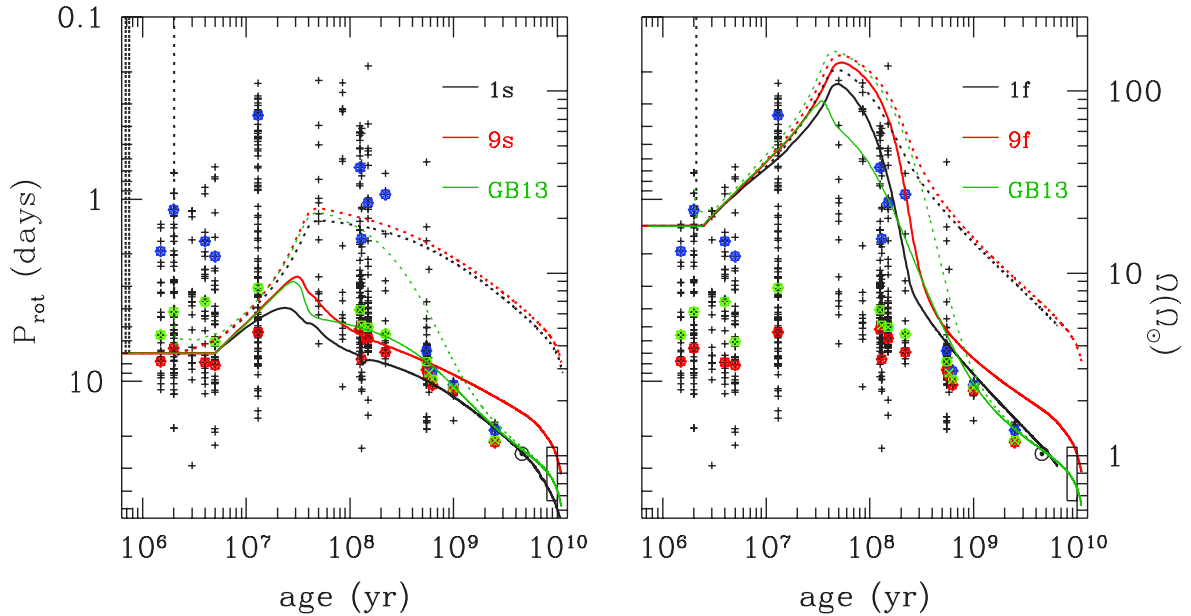
model with the same parameters for the torque and for the coupling timescale as in Gallet & Bouvier (2013), but based on the structural evolution of our STAREVOL models (model *GB13*)<sup>4</sup>.

Thus, the only differences between the two models are the transport of angular momentum in the radiative core and the exchange with the convective region. The evolution of the surface velocity of these models as a function of time is shown in Fig. 12. Model 9s solves a self-consistent time-dependent AM exchange between the radiative interior and the convective envelope, with an evolving associated timescale, while the *GB13* model assumes a constant transfer of AM between the interior and the convective envelope, leading to a constant timescale throughout the evolution, as shown in Fig. 13. This can qualitatively be transcribed as a forced transfer of AM from the radiative to the convective region that changes the surface velocity and therefore the angular velocity-dependent AM extraction at the surface, while in our self-consistent model the AM extraction triggers the AM transport below the convective region and thus changes the core-envelope coupling.

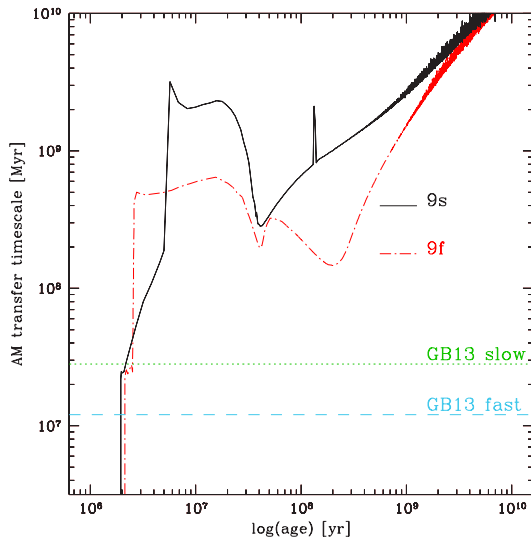
At the very beginning of the evolution, when the star is still coupled to its disc but is already partially radiative, the forcing of the disc on the stellar surface leads to a very strong meridional circulation, and the corresponding AM transport timescale is very short compared to the rest of the evolution. After the star decouples from the disc, the forcing stops and the AM transfer timescale increases sharply. Beyond this point, the coupling timescale in model 9s(f) is always much longer than the timescale assumed in the bi-zone model *GB13* (fast or slow). On the MS the structure of the star stabilizes and the core-envelope coupling follows both the evolution of the surface angular velocity and the differential rotation. We can note that the fast rotators experience a much stronger coupling during the whole evolution. This is especially evident around 200 Myr when the star is still a fast rotator and the differential rotation quickly increases because of the strong braking that slows down the surface. Since

<sup>4</sup> In Gallet & Bouvier (2013), the evolution of the structural quantities, e.g. M, R, inertia momenta, are taken from Baraffe et al. (1998) grid.





**Fig. 12.** Surface rotation evolution as a function of time in the reference slow (*left*) and fast (*right*) models compared to bi-zone models (GB13). Data points are as described in Fig. 2. The references of the models are given in Table 3.



**Fig. 13.** Coupling timescale from the AM exchange between the radiative core and the convective envelope.

both the absolute and the differential rotation rate play a role in the efficiency of AM transport, the coupling timescale reaches a minimum. Even though the convective and radiative regions of the fast rotator are more strongly coupled than for the slow rotator, the coupling timescale remains more than one order of magnitude higher than the constant coupling timescale set for the two-zones model.

Figure 14 shows the extraction of angular momentum by magnetized winds in both cases. As expected, the evolution is similar during the PMS because the evolution of angular velocity is driven by structural effects that are identical in both models. After the star stops contracting, the internal angular momentum transport becomes relevant and a difference appears

between the two models. As more AM is brought to the surface, the angular velocity is higher with a stronger coupling in model GB13. When the angular velocity is higher for the same structure, the extraction by the winds is stronger during this phase and pumps out most of the radiative core AM reservoir. All the AM brought to the convective region is immediately removed by stellar winds because a certain equilibrium is reached between the core-envelope coupling and the surface extraction. Around 1 Gyr, the model with GB13 parameters rotates almost as a solid body, the transfer of AM from the core to the external envelope becomes very weak and causes the radiative core to rotate at the same angular velocity as the convective region. At the same time, model 9s loses AM faster, but the rate is still two orders of magnitude lower than at the ZAMS. All the AM loss that matters for the AM content at the age of the Sun occurs before 1 Gyr.

## 7. Discussion with respect to additional constraints

### 7.1. Constraint on internal rotation from helioseismology

Asteroseismology, and more specifically helioseismology, has delivered very accurate data that allow probing the internal structure of stars. Thompson et al. (1996) showed that the solar rotation profile can be inverted deep in the radiative zone, down to about  $0.2 R_{\odot}$ , using the information carried by the rotational splitting of high-order low-degree  $p$ -modes. More recently, and as shown in Fig. 15, García et al. (2011) used rotational splitting of candidate  $g$ -modes to deduce the rotation profile of the Sun in its very core, below  $0.2 R_{\odot}$ . The  $p$ -mode analysis shows that the Sun is rotating almost as a solid body in the radiative region down to about  $0.2 R_{\odot}$ , while candidate  $g$ -modes seem to indicate an increase of the angular velocity from  $\approx 430$  nHz to  $2 \mu\text{Hz}$  in the innermost regions. This latest result is still debated, however. We here neglect a number of AM transport processes that are expected to modify the angular velocity profile in the radiative interior (Charbonnel & Talon 2005; Eggenberger et al. 2005; Charbonnel et al. 2013), so that we do not expect our models

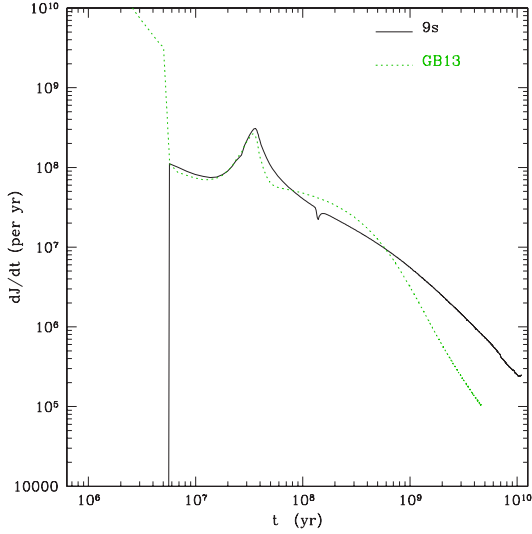


Fig. 14. Specific angular momentum loss per year as a function of time.

to fit the helioseismic profile. When plotted against helioseismic data, all the models discussed previously are, as expected, far from observations in the radiative region. Indeed, even the model with the flatter rotation profile that we obtain at the age of the Sun still spins four times faster in the central region and does not reproduce the solid-body region between  $0.2 R_{\odot}$  and the bottom of the convective envelope at all. Internal gravity waves (Charbonnel & Talon 2005) and magnetic fields (Eggenberger et al. 2005) have shown very promising results in reproducing the solar rotation profile. However, these processes appear to act on very different timescales, and incorporating them is beyond the scope of the present study, where we focus on hydrodynamical processes.

### 7.2. Constraint from lithium abundances

Because lithium is prone to destruction by proton captures at temperatures  $T \geq 2.5 \times 10^6$  K, its abundance at the stellar surface is a good proxy to evaluate the depth and efficiency of mixing processes that may connect the low-temperature convective envelopes of stars to deeper radiative regions where lithium is destroyed (e.g. Deliyannis et al. 2000). Considering that meridional circulation and turbulent shear instability not only transport AM but also matter, it is therefore interesting to look at the predictions of our models concerning the evolution of the lithium surface abundance. It worth noting that in our self-consistent approach, the lithium depletion predicted by the models is a direct consequence of the evolution angular rotation profile driven by the extraction and internal transport of AM (i.e. we do not have any adjustable parameter to reduce the efficiency of the mixing to fit the Li data).

The results are shown in Fig. 16, where we compare the predictions of the models to the observed range of Li abundances determined for solar-type stars in different open clusters from 5 Myr to the age of the Sun as compiled by Sestito & Randich (2005)<sup>5</sup>. As expected from previous works, our reference models (both the slow and the fast rotators) selected to best reproduce

<sup>5</sup> To establish these ranges, we selected the stars in each cluster that have the temperature of a solar-type star of the same age according to stellar evolution models.

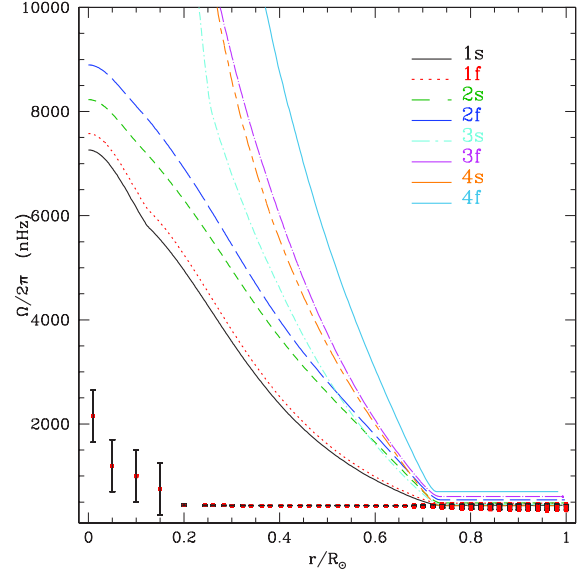


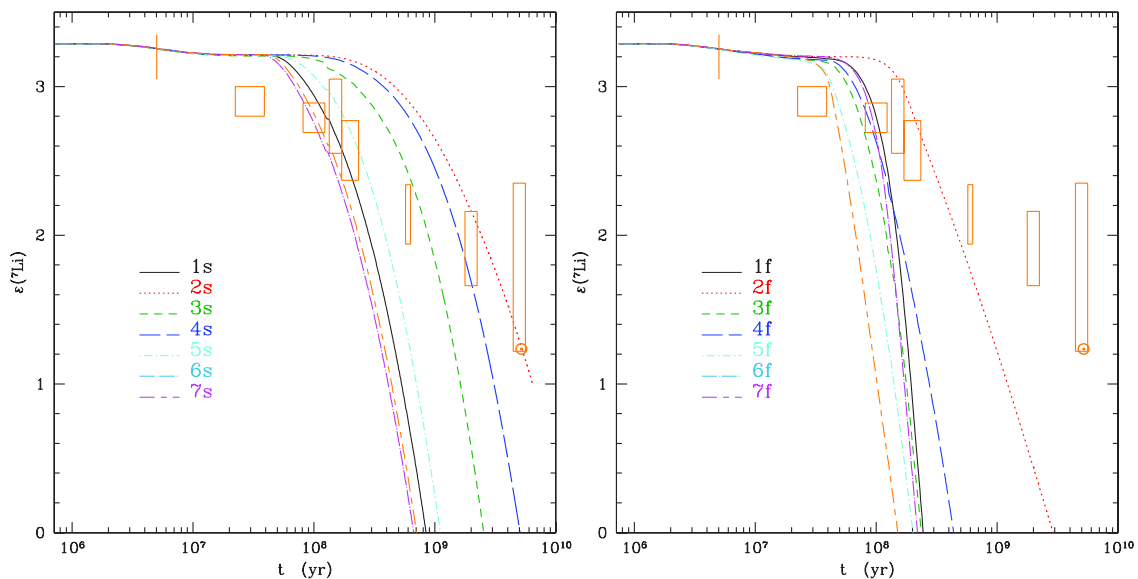
Fig. 15. Comparison of our models with the rotation profile of the Sun obtained from helioseismology by García et al. (2011).

the angular velocity evolution of solar-type stars fail to simultaneously reproduce the observed lithium abundance evolution of solar-type stars on the main sequence (beyond 250 Myr (resp. 100 Myr) for the slow (resp. fast) rotators). This is due to the efficient transport of lithium by the shear turbulent instability in the radiative interior of our models. The lithium destruction occurs earlier in the fast rotators because of the correlation between the shear mixing efficiency and the angular velocity gradient, which is directly related to the torque. Charbonnel & Talon (2005) obtained similar results and showed that the introduction of internal gravity waves could reconcile the models predictions with observations by flattening out the angular velocity profile and thus reducing the efficiency of the turbulent shear mixing.

We point out the unexpected behaviour of model 2s that is computed using Maeder (1997) prescription for the vertical turbulent shear diffusivity. In this case, the effective diffusion coefficient representing the transport of nuclides by the meridional circulation is the same as in our reference case 1s because we used the same prescription for the  $D_h$  expression. However,  $D_v$  from Maeder97 is significantly lower than that predicted by TZ97, in particular in regions where the mean molecular weight gradients are large. As a result, the transport of nuclides is less efficient in model 2s and the surface abundance of lithium decreases much more slowly than in our reference model 1s. In summary, none of the present models that account for the rotational behaviour of solar-type stars is able to simultaneously account for the lithium evolution and the helioseismic constraints, as already anticipated in previous works of our group.

## 8. Summary and global picture

Observations have shown that the AM of solar-mass stars is reduced by two orders of magnitude during the first few Myr of their interaction with their disc. After this phase, they need to decrease it by two more orders of magnitude to reach the solar angular momentum content. This loss of AM is thought to occur through stellar wind coupled with the large-scale stellar magnetic field. However, since young stars are not expected to



**Fig. 16.** Evolution of the surface lithium abundances in the slow (*left*) and fast (*right*) rotating models as a function of time. The open boxes represent the ranges of lithium abundances determined by Sestito & Randich (2005) for the following clusters and associations: NGC 2264 at 5 Myr, IC 2391/IC 2602/IC 4665 at 30 Myr, Pleiades/Blanco1 at 80 Myr, NGC 2516 at 150 Myr, M34/M35/NGC 6475 at 250 Myr, Hyades/Praesepe/Coma Ber/NGC 6633 at 600 Myr, NGC 752/NGC 3680/IC 4651 at 2 Gyr and M67 at 4.5 Gyr. The Sun is also indicated with the solar symbol  $\odot$ .

rotate as solid bodies, the transport of angular momentum in the stellar radiative interiors should modify the evolution of their surface velocity at every age. Hydrodynamical processes transporting AM are driven by the forcing induced by the extraction of AM at the surface by stellar winds. Thus, depending on the wind-braking prescription used in the models, the efficiency of the transport will be different.

Different prescriptions for the AM extraction and transport processes exist in the literature, with different degrees of approximation. We here showed that self-consistent  $1 M_{\odot}$  rotating evolutionary models that account for the transport of AM by meridional circulation and shear turbulence alone and that use a realistic AM wind-driven extraction can reproduce the evolution of the surface rotation of open clusters from the disc-coupling phase to the age of the Sun. Using different prescription sets for the horizontal and vertical diffusion coefficients essentially impacts the AM distribution inside the star.

The surface extraction of AM and the AM transport in the radiative region interact in a complex way, the first triggering the later and the later enforcing the first.

We find that the stellar wind prescriptions from Matt et al. (2012, 2015) provide a really good match with observations of rotation periods in open clusters when they are combined with the adapted AM transport, meaning here MPZ04 and TZ97 for the prescriptions of the horizontal diffusion and vertical diffusion coefficients, respectively. None of the other braking laws lead to as good results, independently of the chosen prescriptions for internal AM transport.

This led us to select the following combination for our reference model:  $(D_v; D_h; dJ/dt) \equiv (\text{TZ97}, \text{MPZ04}, \text{Matt15})$ . With this set of prescriptions, our models all reached the same internal rotation profile at the age of the Sun, regardless of the assumed initial angular momentum content.

Unlike in bi-zone models, the angular momentum content of the present Sun cannot be retrieved with our models. Even using the most favourable combination of the available prescriptions,

meridional circulation and shear-induced turbulence are therefore just efficient enough to reproduce the observed  $P_{\text{rot}}$  data, but additional processes are still needed to reproduce asteroseismic and surface chemical abundances observations. Regardless of the set of AM transport prescriptions we used, we were unable to reproduce these observed data.

In the recent years, the asteroseismic data mostly gathered by the *Kepler* mission for subgiant and red giant stars also revealed the need to go beyond the current description of rotational mixing to be able to account for the rotational properties (surface and core rotation) of evolved low-mass stars (Ceillier et al. 2012; Van Saders & Pinsonneault 2013; García et al. 2014; Deheuvels et al. 2014, 2015). The dominant processes that shape the AM evolution may differ according to the evolutionary phase. However, observational evidence now exists, for stars ranging from the PMS to the red clump, pointing towards the need of additional AM transport mechanisms that would efficiently couple the core and the envelope of solar-type stars.

As predicted by MacGregor (2000) and tested in main-sequence evolutionary models by Charbonnel & Talon (2005) and Eggenberger et al. (2005), magnetic field and internal gravity waves are very good candidates to provide additional angular momentum transport and should be investigated in a further study.

It is also important to investigate whether our conclusions also apply to other low-mass stars in the mass range  $0.5 M_{\odot}$  to  $2 M_{\odot}$ . The structural and rotational evolution is expected to differ depending on the initial mass in this mass range (see e.g. Gallet & Bouvier 2015), which may have a significant effect on the efficiency of possible transport processes, as was discussed for instance by Talon & Charbonnel (2003).

*Acknowledgements.* This study was supported by the grant ANR 2011 Blanc SIMIS-6 020 01 Toupies: Towards understanding the spin evolution of stars ([http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupies/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupies/)). C. Charbonnel and F. Gallet acknowledge support from the European COST Action TD 1308 Origins and the SEFRI project C14.0049 of the Confédération Suisse.



## References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, VizieR Online Data Catalog: J/A&A/337/403
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53
- Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 433
- Ceillier, T., Eggenberger, P., García, R. A., & Mathis, S. 2012, *Astron. Nachr.*, 333, 971
- Chaboyer, B., & Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 253, 173
- Chaboyer, B., Demarque, P., & Pinsonneault, M. H. 1995, *ApJ*, 441, 865
- Charbonnel, C., & Talon, S. 1999, *A&A*, 351, 635
- Charbonnel, C., & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189
- Charbonnel, C., Decressin, T., Amard, L., Palacios, A., & Talon, S. 2013, *A&A*, 554, A40
- Cranmer, S. R., & Saar, S. H. 2011, *ApJ*, 741, 54
- Decressin, T., Mathis, S., Palacios, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 271
- Deheuvels, S., Doğan, G., Goupil, M. J., et al. 2014, *A&A*, 564, A27
- Deheuvels, S., Ballot, J., Beck, P. G., et al. 2015, *A&A*, 580, A96
- Deliyannis, C. P., Pinsonneault, M. H., & Charbonnel, C. 2000, in *The Light Elements and their Evolution*, eds. L. da Silva, R. de Medeiros, & M. Spite, *IAU Symp.*, 198, 61
- Denissenkov, P. A. 2010, *ApJ*, 719, 28
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
- Eggenberger, P., Haemmerlé, L., Meynet, G., & Maeder, A. 2012, *A&A*, 539, A70
- Endal, A. S., & Sofia, S. 1976, *ApJ*, 210, 184
- Endal, A. S., & Sofia, S. 1981, *ApJ*, 243, 625
- Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Gallet, F., & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- García, R. A., Salabert, D., Ballot, J., et al. 2011, *J. Phys. Conf. Ser.*, 271, 012046
- García, R. A., Ceillier, T., Salabert, D., et al. 2014, *A&A*, 572, A34
- Georgy, C., Ekström, S., Granada, A., et al. 2013, *A&A*, 553, A24
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, *ApJ*, 232, 259
- Gunn, A. G., Mitrou, C. K., & Doyle, J. G. 1998, *MNRAS*, 296, 150
- Irwin, J., & Bouvier, J. 2009, in *IAU Symp.*, 258, eds. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 363
- Kawaler, S. D. 1988, *ApJ*, 333, 236
- Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2009, *ApJ*, 695, 1210
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Krishnamurthy, K. S. 1966, *ApJ*, 145, 174
- Krishnamurthy, A., Pinsonneault, M. H., Barnes, S., & Sofia, S. 1997, *ApJ*, 480, 303
- Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108
- Lanzafame, A. C., & Spada, F. 2015, *A&A*, 584, A30
- MacGregor, K. B., & Brenner, M. 1991, *ApJ*, 376, 204
- MacGregor, K. B. 2000, in *Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamics*, eds. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino, *ASP Conf. Ser.*, 198, 329
- Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 134
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
- Maeder, A., & Meynet, G. 2000, *ARA&A*, 38, 143
- Maeder, A., & Zahn, J.-P. 1998, *A&A*, 334, 1000
- Mathis, S., & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229
- Mathis, S., Palacios, A., & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 243
- Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, *ApJ*, 754, L26
- Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, *ApJ*, 799, L23
- McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2013, *ApJ*, 775, L11
- Meynet, G., Ekstrom, S., Maeder, A., et al. 2013, in *Lect. Notes Phys.* 865, eds. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green (Berlin: Springer Verlag), 3
- O'dell, M. A., Panagi, P., Hendry, M. A., & Collier Cameron, A. 1995, *A&A*, 294, 715
- Palacios, A., Talon, S., Charbonnel, C., & Forestini, M. 2003, *A&A*, 399, 603
- Palacios, A., Charbonnel, C., Talon, S., & Siess, L. 2006, *A&A*, 453, 261
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, 338, 424
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., & Demarque, P. 1990, *ApJS*, 74, 501
- Rebull, L. M., Wolf, S. C., & Strom, S. E. 2004, *AJ*, 127, 1029
- Reiners, A., & Mohanty, S. 2012, *ApJ*, 746, 43
- Saar, S. H. 1996, in *Stellar Surface Structure*, eds. K. G. Strassmeier, & J. L. Linsky, *IAU Symp.*, 176, 237
- Schatzman, E. 1962, *Ann. Astrophys.*, 25, 18
- Sestito, P., & Randich, S. 2005, *A&A*, 442, 615
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Soderblom, D. R. 1985, *AJ*, 90, 2103
- Spada, F., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., Messina, S., & Collier Cameron, A. 2011, *MNRAS*, 416, 447
- Stauffer, J. R., & Hartmann, L. W. 1987, *ApJ*, 318, 337
- Talon, S., & Charbonnel, C. 1998, *A&A*, 335, 959
- Talon, S., & Charbonnel, C. 2003, *A&A*, 405, 1025
- Talon, S., & Zahn, J.-P. 1997, *A&A*, 317, 749
- Thompson, M. J., Toomre, J., Anderson, E. R., et al. 1996, *Science*, 272, 1300
- Van Saders, J. L., & Pinsonneault, M. H. 2013, *ApJ*, 776, 67
- Vandenberg, D. A., Edvardsson, B., Eriksson, K., Gustafsson, B., & Ferguson, J. W. 2007, in *IAU Symp.* 241, eds. A. Vazdekis, & R. Peletier, 23
- Vilhu, O. 1984, *A&A*, 133, 117
- Vilhu, O., & Moss, D. 1986, *AJ*, 92, 1178
- Weber, E. J., & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, *ApJ*, 628, L143
- Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, *ApJ*, 743, 48
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115

## Appendix A: Magnetic field generation and mass-loss rate

Magnetic field and mass loss were computed following [Cranmer & Saar \(2011\)](#). Nevertheless, to calibrate our model on the Sun, we needed to modify some expression in the BOREAS routine that were rewritten in Fortran. These are set out in this appendix.

The effective temperature was directly taken from STAREVOL and was not computed from luminosity and radius as in the initial routine.

Following [Gallet & Bouvier \(2013\)](#), we reduced the kink wave energy flux  $F_A$  (Eq. (7) in [Cranmer & Saar 2011](#)) by a factor 2.5 to obtain a mass-loss rate of  $2.9 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at the age of the Sun, which is still consistent with the estimated range of the actual solar mass-loss rate ( $2-3.2 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ).

Similarly to [Gallet & Bouvier \(2013\)](#), we took the same expression as  $f_{\min}$  in [Cranmer & Saar \(2011\)](#), but slightly modified it to reproduce the average filling factor of the present Sun ( $f_{*0} = 0.0035 \in [0.001; 0.01]$ ):

$$f_{*} = \frac{0.4}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}}, \quad (\text{A.1})$$

where  $x$  is the normalized Rossby number.  $\tau_{\text{conv}}$  and  $\tau_{\text{conv}0}$  are determined with the expression given in the BOREAS routine. It is a function of the effective temperature, which was fitted to a set of ZAMS models given by [Gunn et al. \(1998\)](#).

**4.4.2 Impact des ondes internes de gravité sur le profil de rotation des étoiles de pré-séquence principale de faibles masses**

# Impact of internal gravity waves on the rotation profile inside pre-main sequence low-mass stars

C. Charbonnel<sup>1,2</sup>, T. Decressin<sup>1</sup>, L. Amard<sup>1,3</sup>, A. Palacios<sup>3</sup>, and S. Talon<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, University of Geneva, Chemin des Maillettes 51, 1290 Versoix, Switzerland  
e-mail: Corinne.Charbonnel@unige.ch

<sup>2</sup> IRAP, CNRS UMR 5277, Université de Toulouse, 14 Av. E. Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>3</sup> LUPM, Université Montpellier II, CNRS, UMR 5299, Place E. Bataillon, 34095 Montpellier, France

<sup>4</sup> Calcul Québec, Université de Montréal (DGTIC), C.P. 6128, succ. Centre-ville, Montréal (Québec) H3C 3J7, Canada

Received 11 February 2013 / Accepted 4 April 2013

## ABSTRACT

**Aims.** We study the impact of internal gravity waves (IGW), meridional circulation, shear turbulence, and stellar contraction on the internal rotation profile and surface velocity evolution of solar metallicity low-mass pre-main sequence stars.

**Methods.** We compute a grid of rotating stellar evolution models with masses between 0.6 and 2.0  $M_{\odot}$  taking these processes into account for the transport of angular momentum, as soon as the radiative core appears and assuming no more disk-locking from that moment on. IGW generation along the PMS is computed taking Reynolds-stress and buoyancy into account in the bulk of the stellar convective envelope and convective core (when present). Redistribution of angular momentum within the radiative layers accounts for damping of prograde and retrograde IGW by thermal diffusivity and viscosity in corotation resonance.

**Results.** Over the whole mass range considered, IGW are found to be efficiently generated by the convective envelope and to slow down the stellar core early on the PMS. In stars more massive than  $\sim 1.6 M_{\odot}$ , IGW produced by the convective core also contribute to angular momentum redistribution close to the ZAMS.

**Conclusions.** Overall, IGW are found to significantly change the internal rotation profile of PMS low-mass stars.

**Key words.** stars: evolution – stars: interiors – stars: low-mass – stars: rotation

## 1. Introduction

The evolution of the surface rotation of low-mass stars along the pre-main sequence (PMS) follows a specific path as shown by the data, both rotation periods and  $v \sin i$  measurements, collected in young stellar clusters (e.g. Irwin & Bouvier 2009, and references therein for a review). The rotational properties of young stars appear to result from an intricate interplay between several physical processes that affect the angular momentum gains, losses, and redistribution as the stars evolve along the PMS towards the zero age main sequence (ZAMS). These mechanisms can be roughly divided into two classes. The first ones result from the connection of the stars to their environment (magnetic and dynamic coupling to a circumstellar disk, accretion, jets, stellar and disk winds, etc.), and are particularly crucial during the T Tauri phase, when star-disk interaction is observed and expected to be strong (see, for instance, Shu et al. 1994; Matt & Pudritz 2005; Zanni & Ferreira 2013). The broad variety of possible star-environment configurations may, in particular, explain part of the large dispersion in rotation rates of solar-type stars observed along the PMS and at the arrival on the ZAMS (e.g., Stauffer et al. 1985; Irwin & Bouvier 2009).

The second class is related to stellar secular evolution and consists of the (magneto-) hydrodynamical transport mechanisms that contribute to redistributing angular momentum inside the stars themselves. In the present paper we focus on exploring these internal mechanisms once the disk has dissipated and the accretion process is over, which occurs after 3–10 Myr (e.g., Haisch et al. 2001; Hartmann 2005; Hernández et al. 2008), i.e., roughly at the time when a radiative core appears in the contracting PMS stars. Our aim is to evaluate, in particular and for the

first time, the interplay between internal gravity waves (IGW), meridional circulation, turbulent shear, and stellar contraction during the PMS, considering that IGW are one of the best candidate mechanisms to explain the flat angular velocity profile inside the Sun as revealed by helioseismology (Charbonnel & Talon 2005). This work is also motivated by the results of Talon & Charbonnel (2008, hereafter TC08), who showed that IGW are efficiently excited inside intermediate-mass PMS stars and suggested that waves should efficiently transport angular momentum during the PMS evolution, which should affect the angular velocity profile at this phase and at the arrival on the ZAMS.

In Sect. 2 we introduce the formalism for IGW excitation and for the transport of angular momentum through the various mechanisms considered. We describe in Sect. 3 the basic assumptions for the present grid of PMS models for low-mass (0.6 to 2  $M_{\odot}$ ), solar-metallicity stars. In Sect. 4 we examine IGW generation by the convective envelope and the convective core (when present) along the PMS evolution for the whole mass range covered by the grid. In Sect. 5 we describe the impact of the various interacting transport mechanisms on the evolution of the internal rotation profile for the various stellar masses, and in Sect. 6 we briefly discuss their influence on the surface rotation velocity and lithium abundance, as well as on global stellar properties. Conclusions are presented in Sect. 7.

## 2. Formalism

We follow Talon & Charbonnel (2005, hereafter TC05) for the treatment of both the excitation of IGW and the transport of

angular momentum and chemicals by waves, meridional circulation, and shear turbulence in hydrodynamical stellar models. We do, however, underline three main improvements over TC05 paper. First, we consider IGW generated both by the external and central convective regions (when present), while only those excited by the convective envelope were considered in our previous work. Second, the important variations in the stellar structure and of the IGW properties along the PMS (see Sect. 4 and TC08) require that we then compute the wave spectra at each evolution time step, while the main sequence computation presented in TC05 was based on the wave spectrum of the stellar model on the ZAMS. Finally, we account here for both prograde and retrograde waves in the whole radiative interior, while only the latter ones were considered previously. We recall below the formalism (i.e., relevant equations and assumptions) that is included in the evolution code STAREVOL (see TC05, TC08, and Mathis et al., in prep.).

### 2.1. IGW generation

In this exploratory work we apply the Goldreich et al. (1994) formalism as adapted by Kumar & Quataert (1997) to calculate the spectrum of IGW excited by Reynolds stress and buoyancy in the bulk of convective regions (see e.g. Zahn et al. 1997). We do not consider the possible effects of IGWs generated by convective overshooting plumes, since no analytical prescription is available to describe this excitation mechanism (see details and discussion in TC05). However as we see in Sect. 2.3.1, we multiply the IGW flux by a factor 2 in the transport equation in order to account for the recent results by Lecoanet & Quataert (2013). We treat the waves by assuming that they are pure gravity waves (i.e., not modified by the Coriolis acceleration) that only feel the entrainment by differential rotation.

The kinetic energy flux per unit frequency is

$$\mathcal{F}_E(\ell, \omega) = \frac{\omega^2}{4\pi} \int dr \frac{\rho^2}{r^2} \left[ \left( \frac{\partial \xi_r}{\partial r} \right)^2 + \ell(\ell+1) \left( \frac{\partial \xi_h}{\partial r} \right)^2 \right] \times \exp \left[ -h_\omega^2 \ell(\ell+1)/2r^2 \right] \frac{v_c^3 L^4}{1 + (\omega\tau_L)^{15/2}} \quad (1)$$

with  $\xi_r$  and  $[\ell(\ell+1)]^{1/2} \xi_h$  the radial and horizontal displacement wave functions normalized to unit energy flux at the edge of the considered convection zone,  $v_c$  the convective velocity,  $L = \alpha_{\text{MLT}} H_p$  the radial size of an energy bearing turbulent eddy,  $\tau_L \approx L/v_c$  the characteristic convective time,  $H_p$  the pressure scale height  $P/\rho g$ , and  $h_\omega$  the radial size of the largest eddy at depth  $r$  with characteristic frequency of  $\omega$  or higher ( $h_\omega = L \min\{1, (2\omega\tau_L)^{-3/2}\}$ ). The radial and horizontal wave numbers (respectively  $k_r$  and  $k_h$ ) are related by

$$k_r^2 = \left( \frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) k_h^2 = \left( \frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \quad (2)$$

where  $N^2$  is the Brunt-Väisälä frequency<sup>1</sup>.

At the considered convective edge (located at radius  $r_{cz}$ ), the mean flux of angular momentum carried by a monochromatic wave of spherical order  $\ell$  and local (i.e., emission) frequency  $\omega$

( $m$  being the azimuthal order), i.e., the momentum flux per unit frequency, is related to the kinetic energy flux by

$$\mathcal{F}_{J,r_{cz}}(m, \ell, \omega) = \frac{2m}{\omega} \mathcal{F}_E(\ell, \omega). \quad (3)$$

(Goldreich & Nicholson 1989; Zahn et al. 1997). The so-called angular momentum luminosity at the considered convective edge (envelope or core) is obtained after horizontal integration

$$\mathcal{L}_{J,\ell,m}(r_{cz}) = 4\pi r_{cz}^2 \mathcal{F}_{J,r_{cz}}. \quad (4)$$

### 2.2. IGW damping

Deposition of angular momentum (positive or negative) within the radiative layers occurs at the depth where individual monochromatic waves are eventually damped by thermal diffusivity and viscosity in corotation resonance (Goldreich & Nicholson 1989; Schatzman 1993; Zahn et al. 1997). In the present study the local momentum luminosity at a given radius  $r$  within the radiative region accounts for prograde and retrograde waves (i.e., with respectively positive and negative  $m$  values) generated by both the convective envelope and the convective core (if present), i.e.,

$$\mathcal{L}_J(r) = \mathcal{L}_{J,\text{env}} + \mathcal{L}_{J,\text{core}}, \quad (5)$$

where each component is given by

$$\sum_{\sigma, \ell, m} \mathcal{L}_{J,\ell,m}(r_{cz}) \exp[-\tau(r, \sigma, \ell)], \quad (6)$$

where “cz” refers to the interface between the radiative region and the corresponding convection zone (i.e., envelope or core).

The local damping rate

$$\tau(r, \sigma, \ell) = [\ell(\ell+1)]^{\frac{3}{2}} \int_r^{r_{cz}} (K_T + \nu_v) \frac{NN_T^2}{\sigma^4} \left( \frac{N^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r^3} \quad (7)$$

takes the mean molecular weight stratification into account (Goldreich & Nicholson 1989; Schatzman 1993; Zahn et al. 1997), as well as the thermal and the (vertical) turbulent viscosity ( $K_T$  and  $\nu_v$ , respectively). Here,  $\sigma$  is the local Doppler-shifted frequency

$$\sigma(r) = \omega - m [\Omega(r) - \Omega_{cz}] \quad (8)$$

with  $\omega$  the wave frequency in the reference frame of the corresponding emitting convection zone that rotates with the angular velocity  $\Omega_{cz}$ .

As can be seen from these expressions, angular momentum redistribution by IGW within the radiative region is dominated by low-frequency ( $\sigma \ll N$ ), low-degree waves; indeed, those penetrate deeper, and their prograde and retrograde components experience strong differential damping, as required to produce a net momentum deposition. In contrast, high-degree waves are damped closer to the convection zone (since damping  $\propto [\ell(\ell+1)]^{\frac{3}{2}}$ ), and high-frequency waves experience less differential damping.

### 2.3. Global transport of angular momentum by IGW, meridional circulation, and shear turbulence

#### 2.3.1. General equations

We assume solid-body rotation in the convective regions. In the stellar radiative regions, the evolution of angular momentum

<sup>1</sup> The Brunt-Väisälä - or buoyancy - frequency  $N$  is given by  $N^2 = N_T^2 + N_\mu^2 = \frac{g}{H_p} (\delta(\nabla_{\text{ad}} - \nabla) + \varphi \nabla_\mu)$ , with  $\delta = (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_P$ ,  $\varphi = (\partial \ln \rho / \partial \ln \mu)_{PT}$ ,  $\nabla$  the logarithmic temperature gradient, and  $\nabla_\mu$  the mean molecular weight gradient.

through advection by meridional circulation, diffusion by shear turbulence, and deposit or extraction by IGW follows the general expression below (e.g., Talon & Zahn 1998):

$$\rho \frac{d}{dt} [r^2 \Omega] = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} [\rho r^4 \Omega U] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho \nu_v r^4 \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right] - 2 \frac{3}{8\pi} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \mathcal{L}_J(r), \quad (9)$$

where  $U$  is the radial meridional circulation velocity,  $\nu_v$  the turbulent viscosity due to differential rotation, and  $\rho$  the density. We have added a factor 2 in the last term to account for the study by Lecoanet & Quataert (2013), who predict the IGW flux due to turbulent convection to be a few to five times larger than in previous estimates by, e.g., Goldreich & Kumar (1990) and Goldreich et al. (1994). However as we see in Sect. 5.1.2, our conclusions are not sensitive to this multiplication factor.

Following Decressin et al. (2009) and Mathis et al. (in prep.) we integrate Eq. (9) over an isobar enclosing the mass  $m$  ( $r$ ) to obtain the expression of the total flux (loss or gain) of angular momentum carried by the considered transport processes:

$$\Gamma(m) = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dt} \left[ \int_0^{m(r)} r'^2 \overline{\Omega} dm' \right] = -F_{MC}(r) - F_S(r) + F_{IGW}(r)$$

where the fluxes driven by meridional circulation, vertical shear-induced turbulence, and IGWs are, respectively,

$$F_{MC}(r) = -\frac{1}{5} \overline{\rho} r^4 \overline{\Omega} U_2 \quad (10)$$

$$F_S(r) = -\overline{\rho} r^4 \nu_v \partial_r \overline{\Omega} \quad (11)$$

$$F_{IGW}(r) = \frac{3}{8\pi} \mathcal{L}_J(r). \quad (12)$$

### 2.3.2. Meridional circulation

As can be seen in Eq. (9) the transport of angular momentum through meridional circulation is treated as an advective process. As in our previous studies we apply the formalism developed by Zahn (1992), Maeder & Zahn (1998) and Mathis & Zahn (2004, see also Decressin et al. 2009).

### 2.3.3. Shear-induced turbulence

Shear-induced turbulence is assumed to be highly anisotropic. Following TC05 we assume that the turbulent diffusion coefficient equals turbulent viscosity and use the corresponding expression given by Talon & Zahn (1997), i.e.,

$$D_v = \nu_v = \frac{8}{5} \frac{Ri_{crit}(rd\Omega/dr)^2}{N_T^2/(K + D_h) + N_\mu^2/D_h} \quad (13)$$

that considers the weakening effect of thermal diffusivity ( $K_T$ ) on the thermal stratification and of horizontal turbulence ( $D_h$ , see below) on both the thermal and mean molecular weight stratifications.

For the treatment of horizontal turbulent viscosity, we follow Zahn (1992), again as in TC05:

$$D_h = \nu_h = \frac{r}{C_h} \sqrt{\frac{1}{3\rho r} \frac{d(\rho r^2 U)}{dr} - \frac{U}{2} \frac{d \ln r^2 \Omega}{d \ln r}}^2 + U^2 \quad (14)$$

with  $C_h = 1$ .

The influence of the prescriptions assumed for  $D_v$  and  $D_h$  will be investigated in a future paper.

### 2.4. Transport of chemicals

We treat the transport of chemical species in the radiative regions as a diffusive process through the combined action of meridional circulation and shear-induced turbulence (Chaboyer & Zahn 1992). The effective diffusion coefficient is written

$$D_{\text{eff}} = \frac{|rU(r)|^2}{30 D_h} \quad (15)$$

where  $D_h$  is the horizontal component of the turbulent diffusivity (see Eq. (14)).

In the present study we neglect atomic diffusion, whose effects require much longer timescales to develop compared to the very short duration of the PMS phase. We also neglect possible wave-induced turbulence. Therefore the expression for the transport of chemicals (here, the mass fraction  $X$  of the element  $i$ ) in the stellar radiative region writes as (see e.g. Meynet & Maeder 2000):

$$\left( \frac{dX_i}{dt} \right)_{M_r} = \frac{\partial}{\partial M_r} \left[ (4\pi r^2 \rho)^2 (D_v + D_{\text{eff}}) \frac{\partial X_i}{\partial M_r} \right] + \left( \frac{dX_i}{dt} \right)_{\text{nucl}}, \quad (16)$$

where  $dM_r = 4\pi \overline{\rho} r^2 dr$ , and the last term accounts for nuclear destruction or production of the considered element.

## 3. Stellar models

### 3.1. Input physics and basic assumptions

We focus on the PMS evolution of solar-metallicity stars in the mass range between 0.6 and 2.0  $M_\odot$ . We adopt the solar composition of Asplund et al. (2009). Opacity tables are updated accordingly both at high and low temperature respectively from OPAL and Wichita websites<sup>2</sup> (see e.g. Iglesias & Rogers 1996; Ferguson et al. 2005). The mixing length parameter  $\alpha_{\text{MLT}} = 1.63$  is calibrated so that our standard (i.e., non rotating) 1  $M_\odot$ ,  $Z_\odot$  model fits the solar radius, effective temperature, and luminosity at the age of the sun. Convection zone boundaries are defined by the Schwarzschild criterion, and we do not account for convective overshoot.

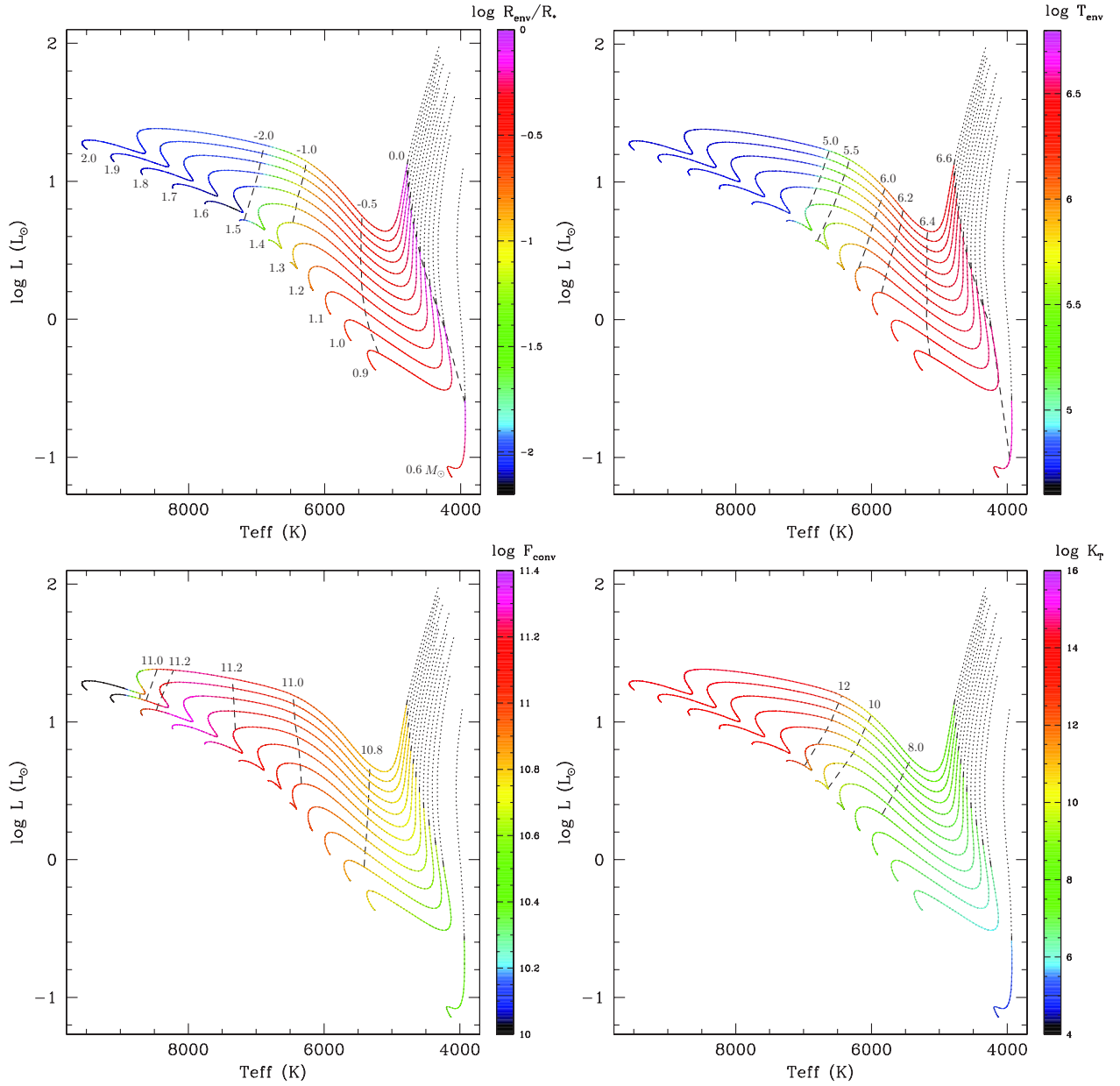
Computations are performed with the stellar evolution code STAREVOL (see e.g. TC05, Lagarde et al. 2012). Initial models are totally convective polytropic stars, with central temperature lower than 10<sup>6</sup> K (i.e., deuterium burning has not yet occurred). We follow the PMS evolution along the Hayashi track up to the arrival on the ZAMS that we define as the point where the ratio between central and surface hydrogen abundance reaches 0.998. The stellar mass is assumed to be constant during that phase (i.e., no accretion nor mass loss). For each stellar mass we compute classical models (i.e., without any transport of angular momentum nor of chemicals) as well as rotating models with and without IGW. We neglect the hydrostatic effects of the centrifugal force in all our rotating models but two; we discuss the impact of this simplification in Sect. 5. The evolution tracks of the classical models in the Hertzsprung-Russel diagram are shown in Fig. 1.

### 3.2. Initial internal and surface rotation

We assume solid-body rotation while stars are fully convective (which corresponds to the dotted part of the tracks in Fig. 1)

<sup>2</sup> <http://adg.llnl.gov/Research/OPAL/opal.html>;  
<http://webs.wichita.edu/physics/opacity/>





**Fig. 1.** PMS tracks in the Hertzsprung-Russel diagram for solar metallicity stars with initial masses between  $0.6$  and  $2.0 M_{\odot}$  (classical models are shown here) and properties of the external convective layers. Colors indicate the radial extent of the convective envelope (*top left panel*), the temperature at its bottom (*top right panel*), the maximal convective flux (*bottom left panel*), and the thermal diffusivity below the envelope (*bottom right panel*). Dashed lines connect points with similar values for these quantities, and the colored axes are in cgs units. The dotted parts of the tracks correspond to the phase when the stars are still fully convective.

and we start computing the evolution of surface and internal rotation under the action of stellar contraction, meridional circulation, turbulence, and IGW when the radiative core appears, which happens at ages between  $\sim 0.5$  and  $7.5$  Myr for the mass range considered (see  $\tau(\text{core})$  in Table 1), and at  $\sim 2.5$  Myr for the  $1.0 M_{\odot}$  model. At that time, most or even all low-mass stars have already lost their disks as shown by observations in very young clusters (e.g. Haisch et al. 2001; Hartmann 2005; Hernández et al. 2008). For all stellar masses, we choose the initial rotation velocity at the moment when the radiative

zone appears to be equal to 5% of the critical velocity of the corresponding model ( $V_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{GM}{R}}$ ; see Table 1). This corresponds approximately to the median of the observed distribution in young open clusters (see Fig. 13 and Sect. 6 for discussion). We assume that there is no more coupling between the star and a potential disk beyond that evolution point. The surface of the star is then free to spin up, and we do not apply any magnetic braking. The influence of the initial rotation velocity, of the disk lifetime that affects the moment when a PMS star starts spinning

**Table 1.** Properties of the different models computed without rotation (std), with rotation but without IGW (rot), and with rotation taking into account IGW (igw).

Star		$\tau(\text{pms})$	$\tau(\text{core})$	$v_{\text{surf}}$	$\Omega_{\text{surf}} / \Omega_{\odot}$	$P_{\text{init}}$	$v_{\text{surf}}$	$\Omega_{\text{surf}} / \Omega_{\odot}$	$P_{\text{ZAMS}}$	$N(\text{Li})$	$T_{\text{eff}}$	$\log L/L_{\odot}$
$M_{\odot}$		Myr	Myr	init, km s <sup>-1</sup>	init	days	zams, km s <sup>-1</sup>	zams	days	zams	zams, K	zams
0.6	std	191	7.47	–	–	–	–	–	–	–4.96	4118	–1.14
	rot	194	7.47	14.5	6.60	3.73	36.3	34.5	7.30	–5.08	4127	–1.14
	igw	217	7.47	14.5	6.60	3.73	37.3	35.6	7.12	–5.40	4121	–1.14
0.9	std	75	3.00	–	–	–	–	–	–	2.66	5246	–0.366
	rot	76	3.00	14.1	4.16	5.99	48.5	30.7	0.83	2.64	5246	–0.366
	igw	89	3.00	14.1	4.16	5.99	55.7	35.2	0.72	2.64	5246	–0.366
1.0	std	57.5	2.43	–	–	–	–	–	–	2.96	5608	–0.152
	rot	53.9	2.43	14.2	3.76	6.84	53.1	29.8	0.76	3.02	5608	–0.152
	rot+hydro	59.4	2.43	14.2	3.76	6.84	52.9	29.7	0.76	3.12	5589	–0.152
	igw	59.5	2.43	14.2	3.76	6.84	63.1	35.5	0.68	2.95	5608	–0.152
	igw+hydro	59.2	2.43	14.2	3.76	6.84	63.1	35.3	0.72	2.95	5584	–0.156
1.2	std	38.6	1.58	–	–	–	–	–	–	3.17	6217	0.235
	igw	43.5	1.58	17.2	2.99	8.03	86.7	38.6	0.86	3.17	6217	0.235
1.4	std	26.5	1.09	–	–	–	–	–	–	3.22	6828	0.574
	igw	29.4	1.09	13.6	4.08	6.02	109	39.9	0.64	3.22	6838	0.572
1.6	std	19.6	0.81	–	–	–	–	–	–	3.23	7757	0.835
	rot	19.3	0.81	13.0	1.85	13.7	100	39.2	0.71	3.23	7757	0.837
	igw	21.2	0.81	13.0	1.85	13.7	120	42.2	0.57	3.23	7783	0.829
1.8	std	15.0	0.62	–	–	–	–	–	–	3.24	8666	1.04
	rot	15.0	0.62	12.4	1.43	16.9	112	37.6	0.68	3.24	8666	1.04
	igw	16.1	0.62	12.4	1.43	16.9	128	43.9	0.57	3.24	8676	1.04
2.0	std	11.8	0.48	–	–	–	–	–	–	3.24	9479	1.23
	rot	11.7	0.48	20	3.32	7.62	124	40.7	0.62	3.24	9473	1.23
	igw	12.1	0.48	20	3.32	7.62	139	46.0	0.54	3.24	9492	1.23

**Notes.** For the 1.0  $M_{\odot}$  star a couple of models were computed taking into account the hydrostatic effects of rotation (rot+hydro and igw+hydro). For each model we give: lifetime on the PMS, age at which the radiative core appears, initial rotation velocity, surface rotation rate and rotation period when the radiative core appears (taken at 5% of critical rotation velocity of the corresponding model), and surface rotation velocity, surface rotation rate, rotation period, surface lithium abundance, effective temperature, and luminosity at the arrival on the ZAMS.

up, as well as that of magnetic wind braking that may affect the rotation rate at the arrival on the ZAMS, will be investigated in a forthcoming paper.

#### 4. IGW generation along the PMS evolution for all grid models

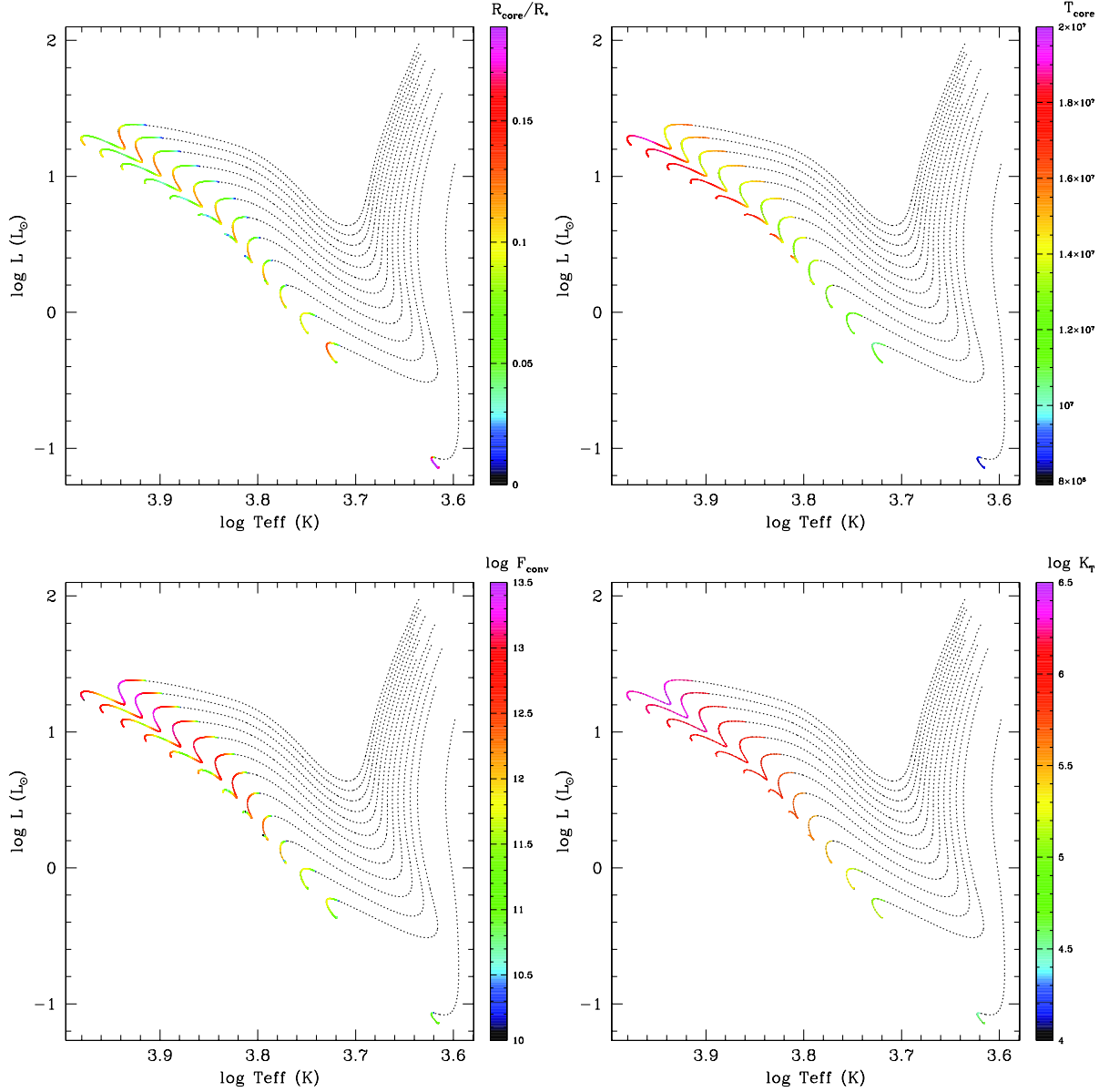
The internal structure strongly changes as low-mass stars evolve along the PMS. This implies strong variations in the quantities that are relevant to IGW generation and momentum transport, as depicted in Figs. 1 for the properties of the convective envelope and 2 for the core. All quantities are given in cgs units.

Stars are first fully convective and a radiative core appears along the Hayashi track as they contract and heat (Fig. 1). The thickness of the convective envelope decreases, and the temperature at its base increases as the stars move towards higher effective temperatures. Due to central CNO-burning ignition on the final approach towards the ZAMS a convective core develops (Fig. 2).

One can follow the evolution along the tracks of the maximum convective flux ( $F_c = C_p \rho v_c \Delta T$ ) inside the external and central convective regions, which directly affects the energy flux associated to a given frequency (see Eq. (1)). Wave excitation is stronger when the convective length scale ( $\ell_c = 2\pi r_{cz} / \alpha H_p$ ) is larger, but decreases when the turnover timescale ( $\tau_c = \alpha_{\text{MLT}} H_p / v_c$ ) becomes too large. The combination of these two factors induces large differences in the overall efficiency

of wave generation as the internal structure evolves. This is well illustrated in Fig. 3 that shows the luminosity spectrum of IGW generated by the external convection zone in the 1  $M_{\odot}$  model at four ages on the PMS. One sees clearly that wave-induced transport is dominated by low-frequency waves (i.e.,  $< 3.5 \mu\text{Hz}$ ). High degree waves at low frequencies do not contribute much to the transport of angular momentum even though their excitation flux is important: indeed they are essentially damped near the convective envelope edge. In Fig. 4 colors along the tracks indicate the net momentum luminosity  $\mathcal{L}_J$  (see Eq. (4)) of IGWs generated by the external and internal convective regions.

In the case of external convection, the net momentum luminosity  $\mathcal{L}_{J,\text{surf}}$  rapidly increases as the excitation of IGW strengthens up when stars evolve towards higher effective temperature, and reaches maximum values as high as  $10^{39} \text{ g cm}^2 \text{ s}^2$  around  $T_{\text{eff}} \sim 6200 \text{ K}$ . Stars with initial masses lower than 1.3  $M_{\odot}$  never reach this effective temperature and the corresponding  $\mathcal{L}_{J,\text{surf}}$  remains always below this maximum and shows only a monotonic increase along the PMS. On the other hand in the more massive models the convective envelope keeps shrinking in size and  $\mathcal{L}_{J,\text{surf}}$  decreases when  $T_{\text{eff}}$  increases above 6200 K. This behavior confirms TC08 findings for intermediate-mass PMS stars, and is very similar to the  $\mathcal{L}_J$  plateau we found for Pop I and Pop II main sequence stars (Talon & Charbonnel 2003, 2004), which share very similar convective properties with PMS stars in the same  $T_{\text{eff}}$  range.



**Fig. 2.** Same as Fig. 1, but for the properties of the convective core. Here dotted parts on the tracks indicate the phase when the convective core is not yet present.

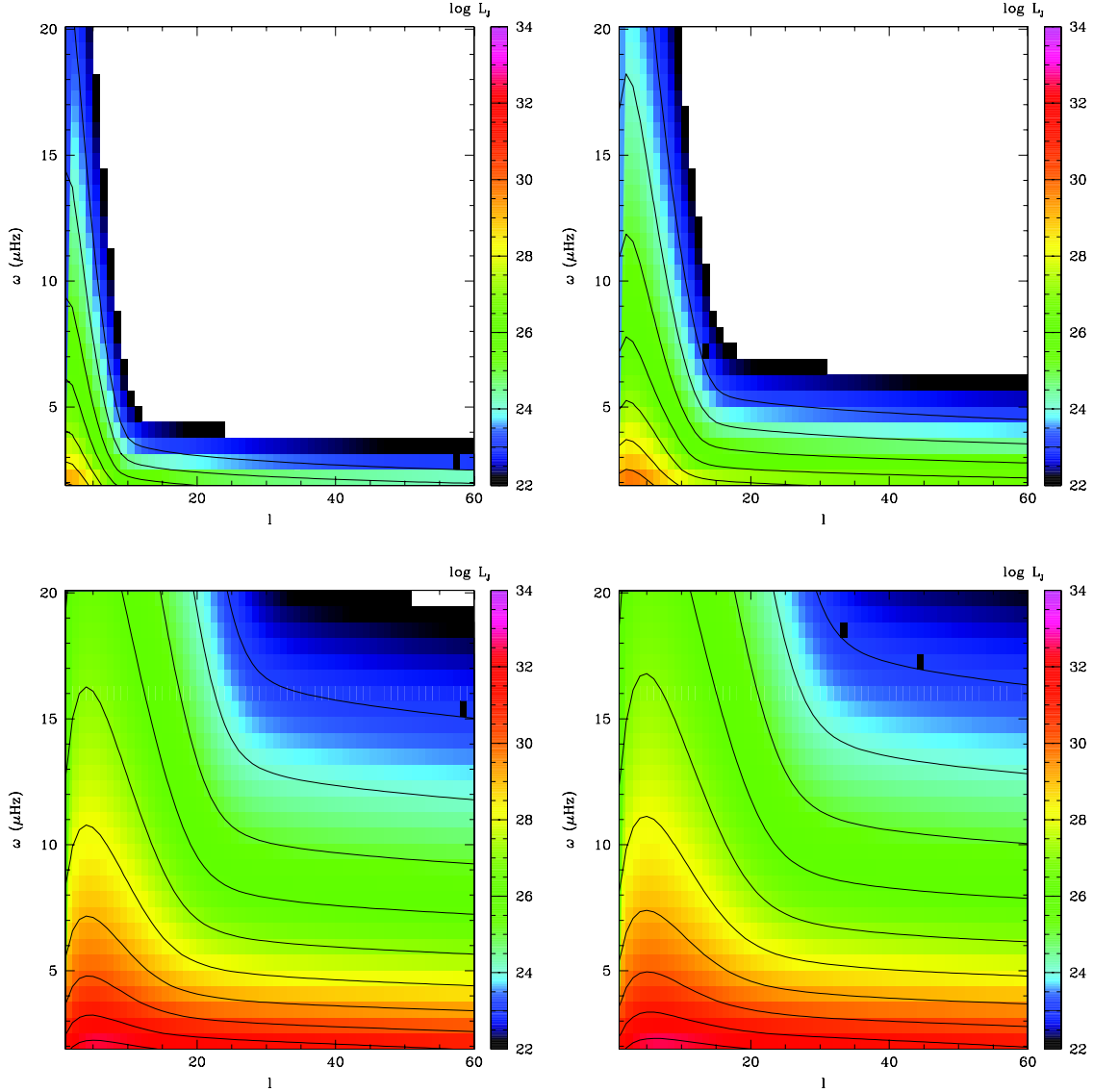
IGW are also emitted from the convective core at the end of the PMS. The more massive the star, the more the convective core expands, and the stronger the corresponding wave excitation. We note however from Fig. 4 that wave excitation by the convective core (when present) is generally much less efficient than that of the convective envelope. The ratio between  $\mathcal{L}_{J,\text{core}}$  and  $\mathcal{L}_{J,\text{surf}}$  is shown in Fig. 5 as a function of  $T_{\text{eff}}$  for the various models. For stars with masses below  $1.4 M_{\odot}$ ,  $\mathcal{L}_{J,\text{core}}$  is always  $\sim 5$ – $6$  order of magnitude lower than  $\mathcal{L}_{J,\text{surf}}$ . These two quantities reach similar orders of magnitude only very close from the ZAMS for stars more massive than  $1.6 M_{\odot}$ . Therefore and as we shall see below, the impact of IGW on the internal rotation profile along the PMS will be dominated by the waves emitted by the convective envelope.

## 5. Evolution of the internal rotation profile

### 5.1. The case of the $1 M_{\odot}$ star

Figure 6 depicts the evolution along the PMS of the rotation profile inside the  $1 M_{\odot}$  star for two cases: when angular momentum transport is operated solely by meridional circulation and shear turbulence (bottom panels), and when angular momentum deposition by internal gravity waves is taken into account in addition to the hydrodynamic processes (top panels); the rotation profile is shown at different ages as a function of both relative mass fraction and reduced radius (left and right panels respectively). The decomposition of the total flux of angular momentum into the various components driven by meridional circulation, shear





**Fig. 3.** Angular momentum luminosity at the base of the convective envelope of IGW generated by Reynolds-stress in the external convective layers as a function of emission frequency  $\omega$  and degree  $\ell$ . The color axis is in log and white areas correspond to  $\log \mathcal{L}_{J,\text{surf}} < 22$ . The plots are shown for the  $1 M_{\odot}$  model at four ages along the PMS (5.8, 14, 35, and 55 Myr from top left to bottom right; the corresponding values of  $T_{\text{eff}}$  are 4277, 4357, 5560, and 5612 K).

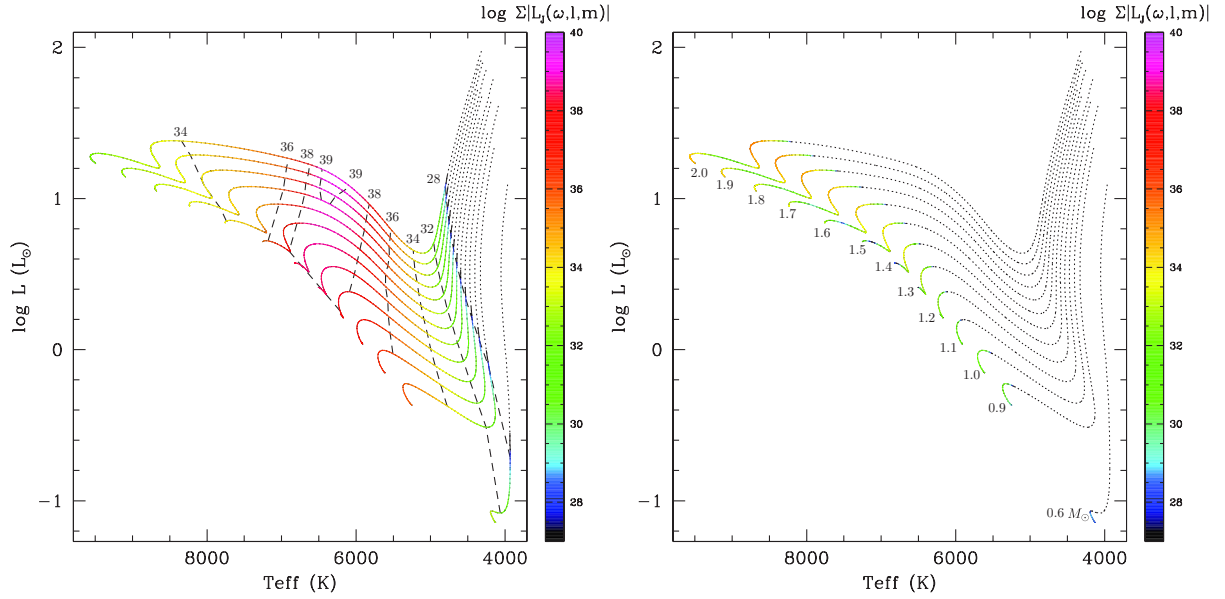
turbulence, and IGW (when accounted for; see Eqs. (10)–(12) respectively) is shown in Fig. 7 at three ages along the PMS. Meridional circulation currents are shown at the same ages in Fig. 8; clockwise currents (matter flowing from the equator to the pole and resulting in deposition of angular momentum inwards) and counterclockwise ones (carrying angular momentum outwards) are drawn in blue and red respectively.

#### 5.1.1. Transport of angular momentum by meridional circulation and shear turbulence only

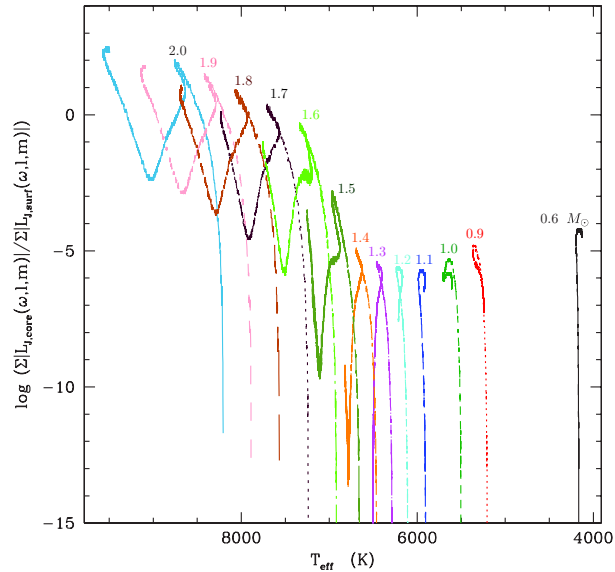
When only meridional circulation and shear turbulence are accounted for, differential rotation rapidly develops inside the radiative region as the surface rotation velocity increases due to stellar contraction (Fig. 6, bottom plots). This behavior as well

as the rotation profile at the arrival on the ZAMS are similar to the results of Eggenberger et al. (2012) for their rotating  $1 M_{\odot}$  model computed with similar assumptions.

As can be seen in Fig. 7 (right plots) for this model without IGW, the transport of angular momentum is dominated by meridional circulation all along the PMS, while the contribution of shear turbulence is negligible (the flux of angular momentum by turbulence  $F_V$  is indeed  $\sim 2$  orders of magnitude lower than the flux driven by meridional circulation  $F_{MC}$ ). The number of circulation loops evolves with time (Fig. 8, bottom plots; see also Fig. 7): In the early stages (14.9 Myr, left panel), the circulation consists of a single counterclockwise current that transports matter inward along the rotational axis and outward in the equatorial plane; later on (33.5 Myr, middle panel) a clockwise loop appears in the central regions; finally an additional



**Fig. 4.** Same as Fig. 1, but with colors indicating the total momentum flux carried by IGW generated by the convective envelope (*left*) and the convective core (*right*). Dotted lines indicate the region where the stars are fully convective (*left*) or have no convective core (*right*) so that no IGW can be generated. In the left panel the vertical dashed lines connect models where the excitation has the same value:  $\log(\Sigma|\mathcal{F}_j(\omega, l, m)|) = 28, 30, 32, 34, 36, 38$ .



**Fig. 5.** Ratio of the total momentum luminosity carried by IGW generated by the convective core and the convective envelope for the PMS models of various masses.

counterclockwise loop shows up when the convective core develops (55 Myr, right panel).

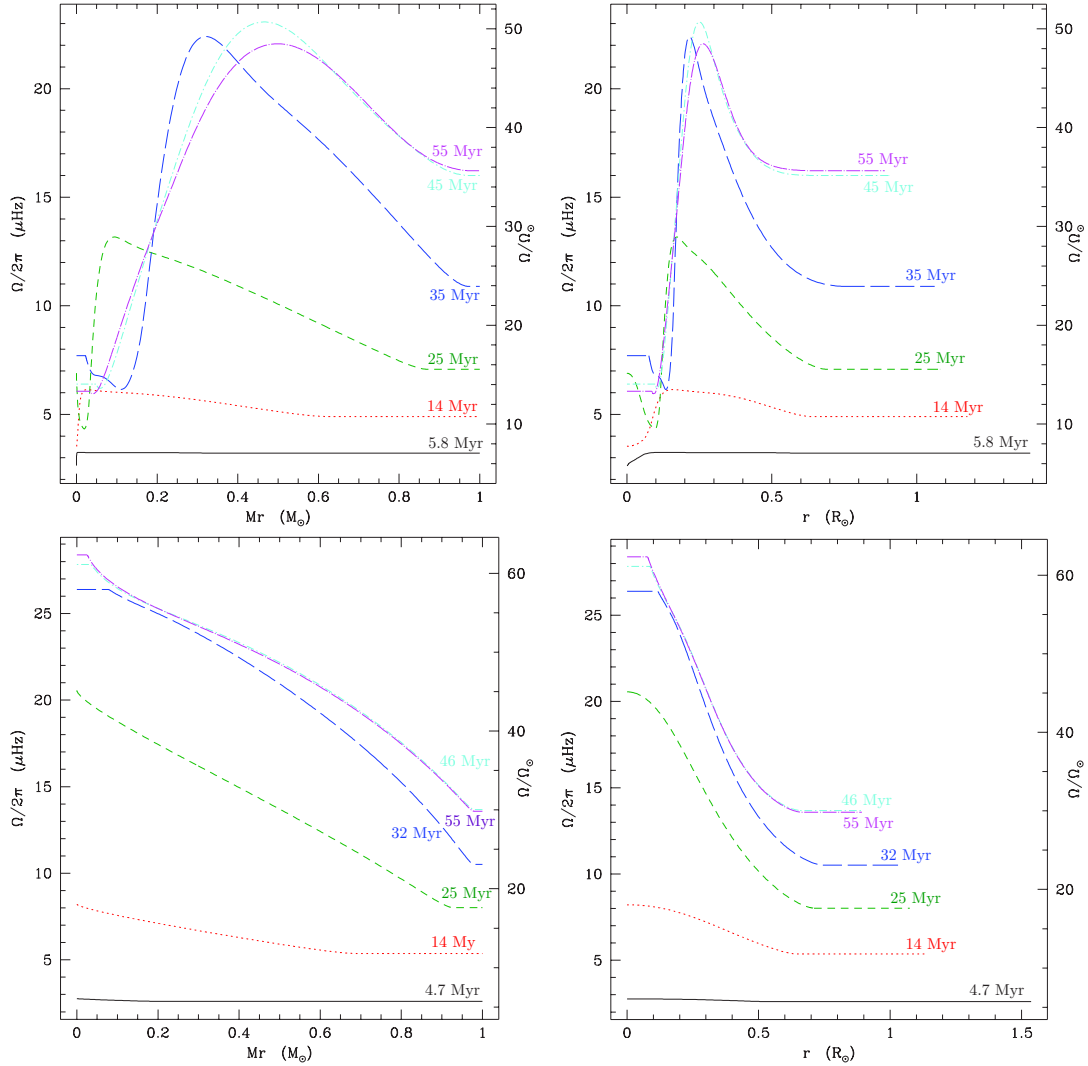
### 5.1.2. Impact of internal gravity waves

The evolution of the internal rotation profile changes drastically when IGW are taken into account in conjunction with meridional circulation and shear turbulence, as can be seen in Fig. 6 (top plots). As already discussed in Sect. 4, the emitted wave spectrum strongly evolves with the stellar structure along the PMS.

IGW are first emitted by the receding convective envelope, and much later by the convective core when it appears during the final approach towards the zams. In the case of the  $1 M_{\odot}$  model, IGW emitted by the convective core play actually no role since their luminosity is extremely low (see Fig. 5 and discussion in Sect. 4). Therefore the following discussion refers only to those emitted by the envelope.

In order to understand wave-induced transport, we must also focus on the important quantities for wave damping in the radiative layers, namely the Brunt-Väisälä frequency  $N^2$  and the thermal diffusivity  $K_T$ : for a given differential rotation within the radiative layers, low-frequency (i.e., with  $\omega < 3.5 \mu\text{Hz}$ ) and/or large degree waves that dominate the angular momentum transport are damped very efficiently close to the convective edges when  $N_T^2$  is too small or when  $K_T$  is too large (see Eq. (7)). Figs. 9 and 14 show the radial profiles of these two quantities in the radiative layers of the  $1 M_{\odot}$  model at various ages (see also Figs. 1 and 2 that show the variations along the evolution track of the value of  $K_T$  just below the convective envelope and above the convective core). At all ages  $N^2$  drops near the stellar center and the convective edges; in addition its value at a given depth increases with time along the PMS as a result of the stellar contraction that leads to an increase of gravity and a decrease of the pressure scale height as the star evolves. On the other hand the value of  $K_T$  just below the convective envelope also increases as the star contracts and move towards higher effective temperature; this implies stronger damping of all the waves (independently of their properties) closer to the convective envelope; note that  $K_T$  at a given depth within the star increases only slightly during the evolution. Besides, the build up of differential rotation with time within the star induces a change in the local Doppler shift frequency, which allows a different damping for waves with different frequencies and  $m$  through the term  $\sigma^{-4} (N^2 - \sigma^2)^{-0.5}$ .

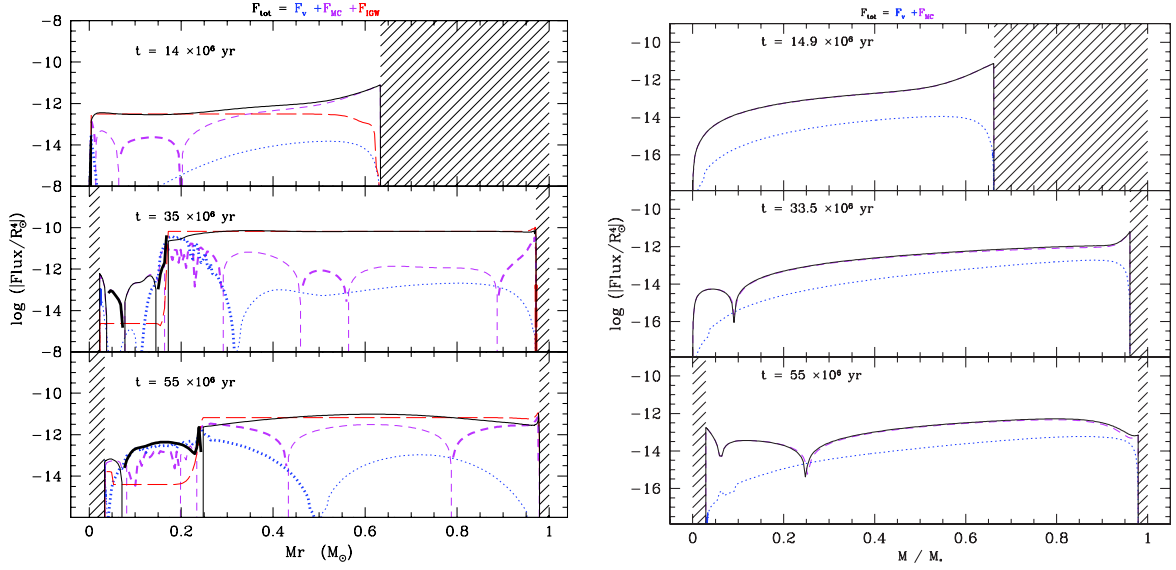
Let us see what these general considerations imply for the  $1.0 M_{\odot}$  model. We start with initial solid body rotation and



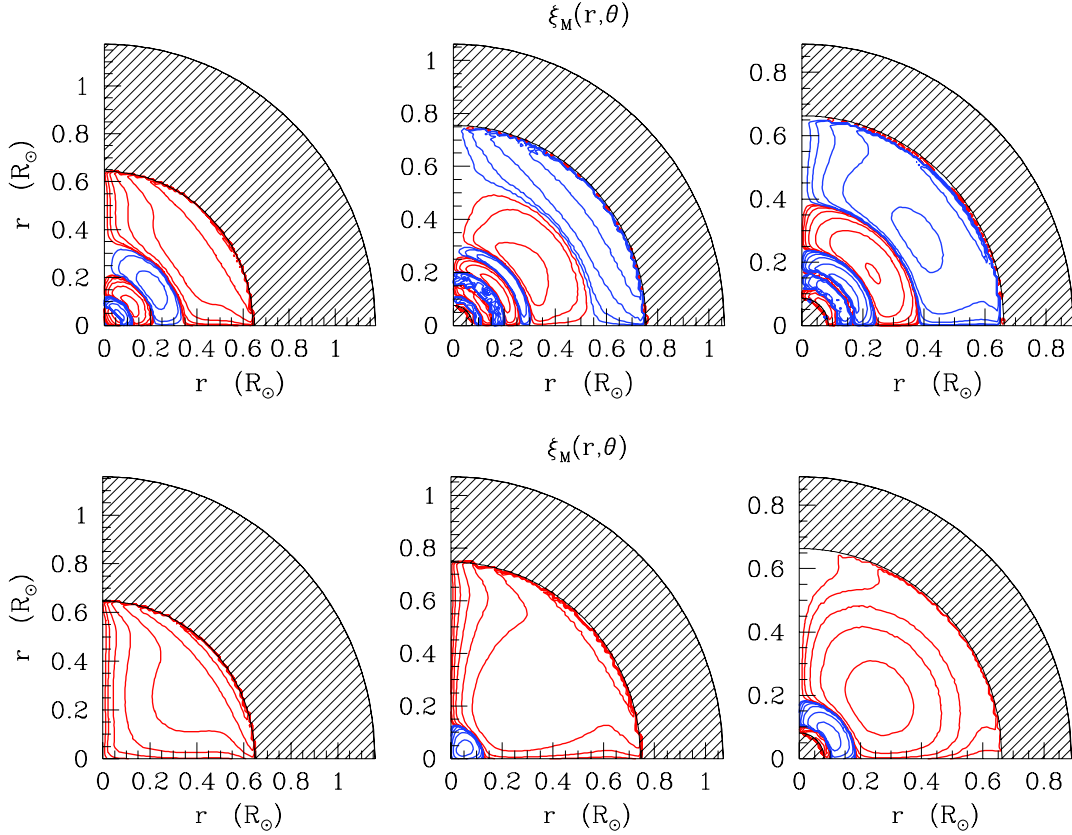
**Fig. 6.** Evolution along the PMS of the rotation profile in the  $1 M_{\odot}$  models computed with and without IGW (*top* and *bottom* respectively) as a function of relative mass fraction and radius in solar units (*left* and *right* respectively). The curves are labeled according to age. On each plot the *left* and *right* scales give  $\Omega$  in  $\mu\text{Hz}$  and in solar units respectively.

then follow the transport of angular momentum when the radiative layers appear. At that moment differential rotation has not yet developed, and the local frequency  $\sigma$  of individual waves in the very thin radiative zone is similar to their emission frequency  $\omega$  at the base of the convective envelope. However slight differential rotation soon builds up as a result of stellar contraction along the Hayashi track, which induces a Doppler shift between the emission and local IGW spectra. As a consequence, low-frequency low-degree waves, which undergo the largest differential damping between retrograde and prograde components, soon penetrate all the way to the central regions where they deposit their negative momentum and very efficiently spin down the core whose amount of angular momentum is minute (see Fig. 6). This explains the strong positive gradient in the profile of  $\Omega$  below  $\sim 0.2 R_{\odot}$ , while the negative gradient of  $\Omega$  in the external layers results from ongoing stellar contraction. As a consequence a peak builds up in the internal rotation profile with a core spinning at lower rate than the stellar surface all along the PMS.

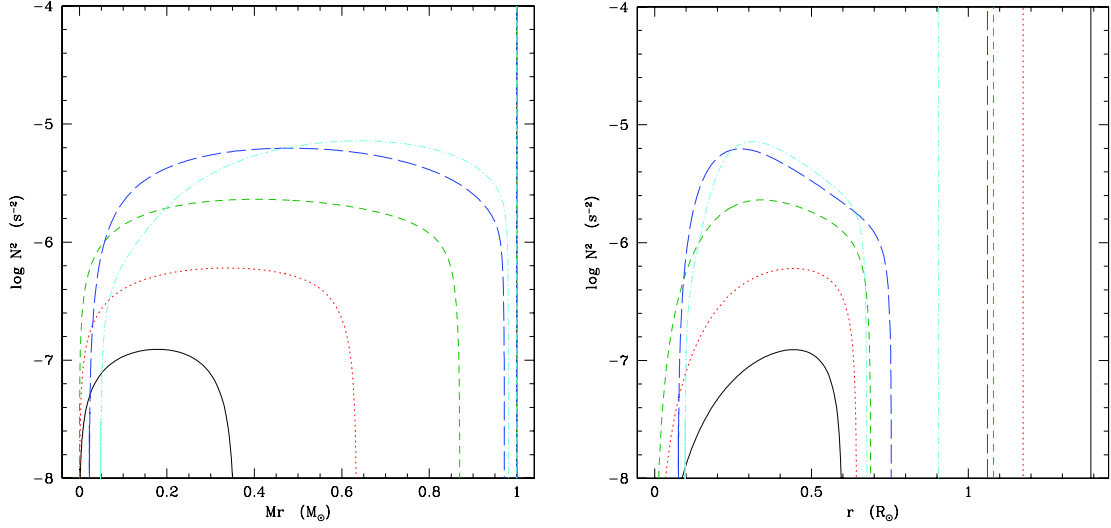
We show in Fig. 7 the total flux of angular momentum carried by the waves as a function of depth within the  $1 M_{\odot}$  model, and compare it to the contribution of meridional circulation and shear turbulence at different evolution stages. We note first that the transport of angular momentum is generally dominated by the waves in the radiative layers where they can propagate, except in the early times when meridional circulation dominates in the most external regions below the convective envelope (upper panel at 14 Myr). Since downward propagating waves are totally damped as soon as the condition  $\Omega(r) = \omega/m + \Omega_{cz}$  is fulfilled near the corotation radius, the total flux  $F_{\text{IGW}}$  drops and remains negligible below the  $\Omega$  peak. This can be clearly seen in the middle and lower panels in Fig. 7 at 35 and 55 Myr; at that time meridional circulation dominates in the regions below  $\sim 0.15$  and  $0.2 M_{\odot}$  respectively, while IGW are dominant in the outer regions. Note that the total flux of angular momentum is dominated by IGW when they are accounted for and is larger by two orders of magnitude compared to the case without IGW. Overall, IGW do shape the circulation patterns, leading to



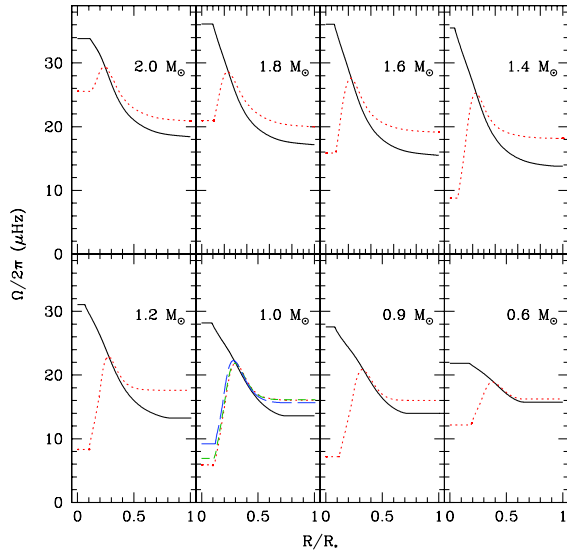
**Fig. 7.** Decomposition of the total flux of angular momentum (solid black) into meridional circulation (long-dashed magenta), shear turbulence (dotted blue), and IGW (short-dashed red) in the  $1 M_{\odot}$  models computed with and without IGW (*left and right panels* respectively). Bold lines indicate negative values for the fluxes  $F_{MC}(r)$ ,  $F_S(r)$ , or  $F_{IGW}(r)$ , when angular momentum is transported towards the central regions by the corresponding mechanism; in the case of meridional circulation and of shear turbulence respectively to clockwise currents ( $U_2 > 0$ ) and to a positive  $\Omega$  gradient. The profiles are shown at three different ages along the PMS. Shaded areas correspond to convective regions.



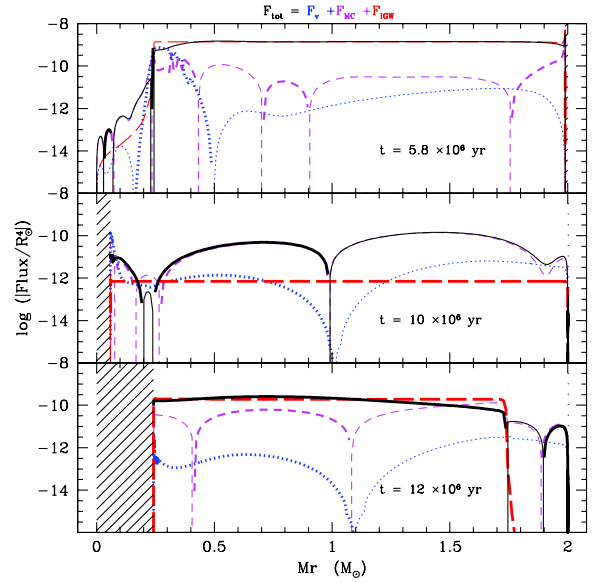
**Fig. 8.** Meridional circulation currents in the  $1 M_{\odot}$  models computed with and without IGW (*top and bottom* respectively) at three different evolution ages along the PMS (14, 35, and 55 Myr from *left to right*). Blue and red lines indicate clockwise ( $U_2 > 0$ ) and counterclockwise ( $U_2 < 0$ ) circulation respectively. Hatched areas correspond to convective regions.



**Fig. 9.** Evolution of the Brunt-Väisälä frequency in the  $1 M_{\odot}$  PMS star as a function of relative mass fraction and radius (*left and right* respectively). The colors correspond to the same ages as in Fig. 6. On the *right plot* the vertical lines indicate the total stellar radius at the corresponding ages.



**Fig. 10.** Rotation profile on the ZAMS for all the stellar masses between  $0.6$  and  $2.0 M_{\odot}$  in the cases without and with IGW (full black and red dotted lines respectively). In the  $1 M_{\odot}$  panel, the blue long-dashed and the green dashed lines correspond to computations made with multiplication factors for IGW luminosity of one and five respectively, all the other models with IGW being computed with a multiplication factor of two (see Eq. (9)).



**Fig. 11.** Same as Fig. 7 for the  $2 M_{\odot}$  model computed with IGW.

Fig. 10 where we plot the corresponding rotation profiles at the arrival on the ZAMS.

the appearance of several loops in the whole radiative region as can be seen in Figs. 7 and 8.

Let us add a final remark. As explained in Sect. 2.3.1, we have increased by a factor 2 the IGW luminosity in order to account for the results by Lecoanet & Quataert (2013) who predict the IGW flux due to turbulent convection to be a few to five times larger than in previous estimates by e.g. Goldreich & Kumar (1990) and Goldreich et al. (1994). In order to test the impact of this assumption, we have computed two additional models for the  $1 M_{\odot}$  rotating star with multiplying factors of 1 and 5. We find that this has no impact on the conclusions, as can be seen in

## 5.2. Impact of the stellar mass

For all the stars within the considered mass range, strong differential rotation with a fast rotating core is obtained under the combined action of stellar contraction and meridional circulation when IGW are not accounted for. Besides, in all cases IGW do break-up the stellar core, which results in a peak in  $\Omega$  at  $r \sim 0.25-0.3 R_*$  as in the  $1 M_{\odot}$  case. This can be seen in Fig. 10 where we show the rotation profiles at the arrival on the ZAMS for all our models (black and red lines correspond respectively to the models computed without or with IGW).

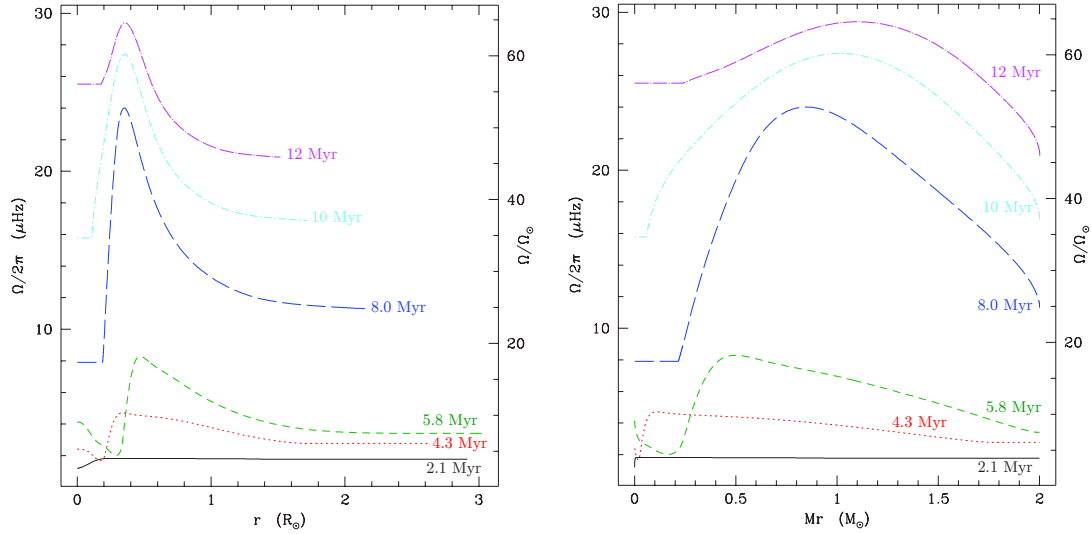


Fig. 12. Same as Fig. 6 for the  $2 M_{\odot}$  model computed with IGW.

Let us note however that the impact of IGW is slightly different in stars more massive than  $\sim 1.6 M_{\odot}$ . This is illustrated for the  $2 M_{\odot}$  star in Fig. 11 where we decompose the total flux of angular momentum within the model according to the various transport processes at three different ages, and in Fig. 12 where we follow the corresponding evolution of the radial profile of  $\Omega$ . For this more massive star, IGW emitted by the convective envelope dominate during the first part of the PMS and manage to slow down the most central regions as in the  $1 M_{\odot}$  case (top panel, Fig. 11). However those waves fade away when the convective envelope becomes too thin and are supplanted by those emitted by the convective core at the approach of the ZAMS (see Fig. 4). During that transition period (middle panel in Fig. 11), meridional circulation dominates the transport of angular momentum although shear turbulence also contributes more efficiently near the most central regions (between  $0.05$  and  $0.1 M_{\odot}$ ) and in the most external layers; as a result, the core slightly accelerates and eventually manages to rotate faster than the outer radiative layers, although not fast enough for the peak to be erased. Once the convective core has sufficiently developed (lower panel, Fig. 11), the IGW emitted in the central regions will start conveying angular momentum very efficiently towards the core; at that time meridional circulation remains however the dominant process in the most external radiative layers.

## 6. Global stellar properties, surface rotation and lithium abundance

We summarize in Table 1 the main properties of our models computed under various assumptions. We also include the predictions for two additional models of  $1 M_{\odot}$  that account for the hydrostatic effects of rotation (i.e., the effects of centrifugal acceleration on effective gravity) and show in Fig. 15 all the corresponding evolution tracks for this star. We see that the rotating tracks without hydrostatic effects are hardly modified compared to the standard case, the main shift to slightly lower effective temperature and luminosity (that implies slightly longer PMS lifetime) being due to the effects of the centrifugal force and not to rotation-induced mixing. This is in agreement with the predictions by Eggenberger et al. (2012) (see also Pinsonneault et al. 1989; Martin & Claret 1996; Mendes et al. 1999). However

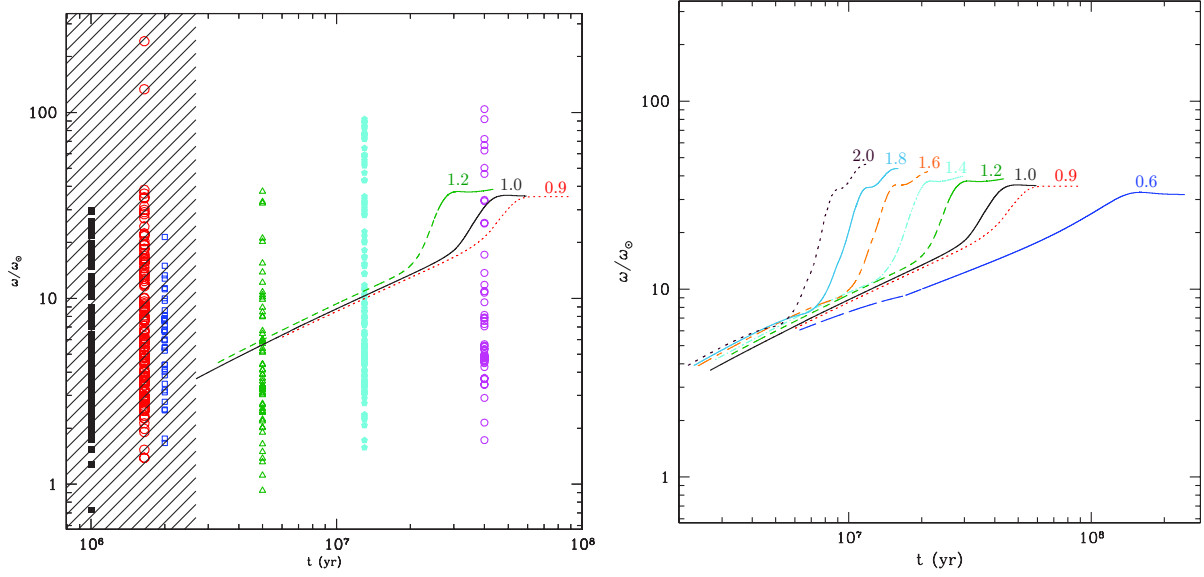
the hydrostatic effects are modest and our general conclusions on the evolution of the internal rotation profile and on the impact of IGW are not affected by this simplification. We can also note in Table 1 that the models computed with IGW have longer PMS lifetimes than the others. This simply results from the higher total diffusion coefficient for chemicals in the deep radiative layers close to the convective core when central H-burning sets in close to the ZAMS (see Fig. 14).

As shown in Fig. 13, the evolution of surface rotation for the models with IGW accounts well for the mean rotation rates collected by Gallet & Bouvier (2013) for PMS stars in young open clusters in the considered mass range. The rotation velocity at the arrival on the ZAMS is slightly higher (by a few %; see Table 1) in this case than in rotating models without IGW, due to the different efficiency of the redistribution of angular momentum by the various transport mechanisms within the star as discussed previously. Again, the hydrostatic effects are negligible.

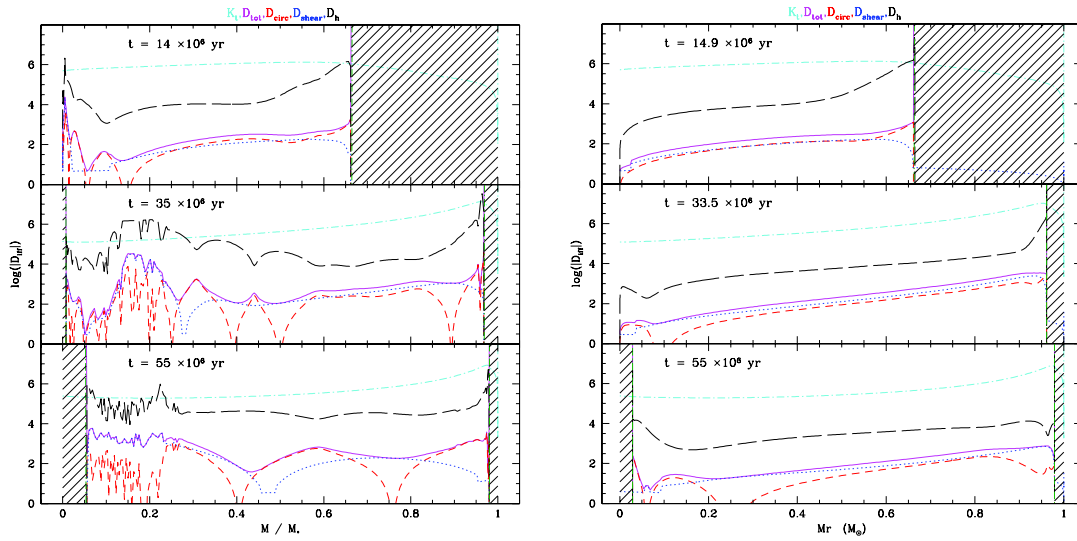
The surface lithium abundance at the ZAMS is not significantly different in the rotating models without and with IGW, as can be seen from Table 1. Indeed this quantity mostly depends, on one hand, on the temperature at the base of the convective envelope, which is unaffected since the evolution tracks almost superpose, and on the other hand, on the diffusion coefficient  $D_{\text{er}}$  (Eq. (15)) in the external radiative layers shown in Fig. 14. Since the gradient of  $\Omega$  in the outer part of the star is dominated by stellar contraction and is very similar in the cases with and without IGW (see Figs. 6 and 12), the resulting Li abundance at the ZAMS is unaffected. The rotating models including the hydrostatic effects have slightly higher lithium abundance on the ZAMS, in agreement with the behavior found by Eggenberger et al. (2012). In a future work we will revisit PMS Li depletion taking the influence of the disk lifetime, of the initial rotation velocity, and of magnetic braking into account.

## 7. Conclusions

In this paper we have analyzed the transport of angular momentum during the PMS for solar-metallicity, low-mass stars (with masses between  $0.6$  and  $2.0 M_{\odot}$ ) through the combined action of structural changes, meridional circulation, shear turbulence, and



**Fig. 13.** Evolution of the surface rotation rate as a function of time for the models computed with IGW. Stellar masses are indicated on the tracks. In the left panel, the theoretical predictions for the 0.9, 1, and  $1.2 M_{\odot}$  models are compared with the observed rotational distribution for stars with estimated masses between  $\sim 0.9$  and  $1.1 M_{\odot}$  in young open clusters from Gallet & Bouvier (2013).



**Fig. 14.** Diffusion coefficients associated to meridional circulation (red), horizontal and vertical turbulence (black and blue respectively). The total diffusion coefficient for the chemicals (magenta) and thermal diffusivity (cyan) are also shown. The figures correspond to the  $1 M_{\odot}$  models with and without IGW (left and right respectively) at different evolution ages along the PMS. Hatched areas indicate the convective regions.

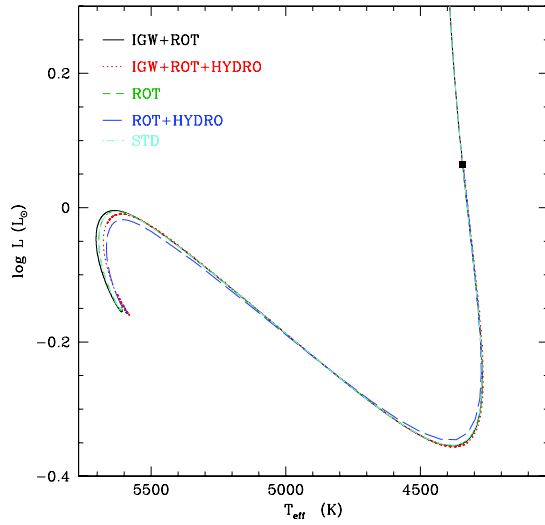
internal gravity waves generated by Reynold-stress and buoyancy in the stellar convective envelope and core (when present).

For all the stellar masses considered, IGW are efficiently generated by the convective envelope with a momentum luminosity that peaks around  $T_{\text{eff}} \sim 6200$  K, as in the case of main sequence stars. These waves soon become an efficient agent for angular momentum redistribution, because they spin down the stellar core early on the PMS, while structural changes lead to a negative differential rotation in the outer stellar layers as the star contracts. On the other hand, IGW generated by the convective core close to the arrival on the ZAMS carry much less energy, except in the case of stars more massive than  $\sim 1.6 M_{\odot}$ .

Over the whole considered mass range, IGW were found to significantly modify the internal rotation profile of PMS stars and lead to slightly higher surface rotation velocity compared to the case where only meridional circulation and shear turbulence are accounted for.

The exploratory results presented in this paper show the ability of IGW to efficiently extract angular momentum in the early phases of stellar evolution, as anticipated by Talon & Charbonnel (2008) and as shown by Charbonnel & Talon (2005) and Talon & Charbonnel (2005) for solar-type main sequence stars. We now plan to investigate the influence of the disk lifetime, of the initial rotation velocity, and of magnetic braking during the PMS over





**Fig. 15.** Impact of rotation, IGW, and of the hydrostatic effects on the evolution track of the  $1 M_{\odot}$  star. The square indicates the point where the radiative zone appears and internal transport of angular momentum starts.

a broader mass domain in order to compare model predictions with large data sets that are currently being collected to trace the rotational properties of young stars.

*Acknowledgements.* We thank F. Gallet and J. Bouvier for kindly providing data before publication and for fruitful discussions, as well as P. Eggenberger for detailed model comparisons. We thank the referee J. P. Zahn for suggestions that helped improve the manuscript. We acknowledge financial support from the Swiss National Science Foundation (FNS), from the French Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU, and from the Agence Nationale de la Recherche (ANR) for the project TOUPIES (Towards Understanding the sPIn Evolution of Stars).

## References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481  
 Chaboyer, B., & Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 253, 173  
 Charbonnel, C., & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189  
 Decressin, T., Mathis, S., Palacios, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 271  
 Eggenberger, P., Haemmerlé, L., Meynet, G., & Maeder, A. 2012, *A&A*, 539, A70  
 Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585  
 Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, *A&A*, submitted  
 Goldreich, P., & Kumar, P. 1990, *ApJ*, 363, 694  
 Goldreich, P., & Nicholson, P. D. 1989, *ApJ*, 342, 1079  
 Goldreich, P., Murray, N., & Kumar, P. 1994, *ApJ*, 424, 466  
 Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153  
 Hartmann, L. 2005, in *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, eds. A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, *ASP Conf. Ser.*, 341, 131  
 Hernández, J., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2008, *ApJ*, 686, 1195  
 Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943  
 Irwin, J., & Bouvier, J. 2009, in *IAU Symp.* 258, eds. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 363  
 Kumar, P., & Quataert, E. J. 1997, *ApJ*, 475, L143  
 Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108  
 Lecoanet, D., & Quataert, E. 2013, *MNRAS*, 430, 2363  
 Maeder, A., & Zahn, J.-P. 1998, *A&A*, 334, 1000  
 Martín, E. L., & Claret, A. 1996, *A&A*, 306, 408  
 Mathis, S., & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229  
 Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135  
 Mendes, L. T. S., D'Antona, F., & Mazzitelli, I. 1999, *A&A*, 341, 174  
 Meynet, G., & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101  
 Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, 338, 424  
 Schatzman, E. 1993, *A&A*, 279, 431  
 Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781  
 Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., Burnham, J. N., & Jones, B. F. 1985, *ApJ*, 289, 247  
 Talon, S., & Charbonnel, C. 2003, *A&A*, 405, 1025  
 Talon, S., & Charbonnel, C. 2004, *A&A*, 418, 1051  
 Talon, S., & Charbonnel, C. 2005, *A&A*, 440, 981 (TC05)  
 Talon, S., & Charbonnel, C. 2008, *A&A*, 482, 597 (TC08)  
 Talon, S., & Zahn, J.-P. 1997, *A&A*, 317, 749  
 Talon, S., & Zahn, J.-P. 1998, *A&A*, 329, 315  
 Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115  
 Zahn, J.-P., Talon, S., & Matias, J. 1997, *A&A*, 322, 320  
 Zanni, C., & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99





## Chapitre 5

# Extension à d'autres masses et métallicités

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Hypothèses de la grille . . . . .</b>	<b>110</b>
<b>5.2</b>	<b>Modèles sans rotation . . . . .</b>	<b>113</b>
<b>5.3</b>	<b>Modèles avec transport rotationnel . . . . .</b>	<b>118</b>
5.3.1	Vitesse de surface - Comparaison aux observations . . . . .	118
5.3.2	Rotation interne - effet de la masse initiale . . . . .	122
5.3.3	Impact de la métallicité . . . . .	124

---

Ce chapitre est dédié à la grille de modèles d'évolution stellaire calculée dans le cadre de cette thèse, en prenant en compte les effets de la rotation ainsi que son évolution de manière cohérente. Les modèles d'évolution stellaire sont utilisés dans plusieurs domaines astrophysiques dont nous discuterons quelques cas dans la partie suivante. Cette grille est orientée pour l'étude des étoiles de type solaire. Elle a pour but d'aider à contraindre les observations d'amas ouverts et à caractériser les étoiles hôtes d'exoplanètes. Dans ces deux cas, les étoiles concernées sont de faibles masses ( $M \in [0, 2; 1, 5]$ ) et à composition chimique proche de celle du soleil ( $-0, 5 < [Fe/H] < 0, 5$ ). Nous ne comparerons ici les modèles sans rotation qu'avec d'autres grilles de modèles d'évolution relativement récentes et uniquement à partir des tracés dans le diagramme HR. En effet, chacun des groupes a validé ses modèles sur des observations, que ce soit sur des systèmes d'étoiles multiples (Baraffe et al. 2015; Choi et al. 2016), ou des relations liant la masse et le rayon avec des binaires à éclipses (Feiden et al. 2015; Spada et al. 2013) ou en comparant à des amas ouverts ou globulaires (Bressan et al. 2012; Choi et al. 2016). Ces tests seront bien entendu à réaliser par la suite, mais la comparaison directe aux grilles d'évolution existantes est une première étape.

Nous détaillerons dans un premier temps les paramètres et les ingrédients qui ont permis le calcul de la grille. Puis dans une seconde partie on étudiera quelques grandeurs caractéristiques de l'évolution standard en comparant à d'autres grilles de modèles existantes, et de l'évolution rotationnelle en comparant en particulier aux périodes de rotation observées dans les amas ouverts.

## 5.1 Hypothèses de la grille

### Hypothèses et physique traitées dans les modèles

J'ai calculé les modèles de cette grille avec le code STAREVOL tel qu'il est décrit dans les chapitres 2 et 3.

Rappelons tout de même quelques grandeurs solaires, le modèle est calibré sur le soleil (à  $10^{-4}$  en luminosité et en rayon et à  $10^{-3}$  pour le rapport  $[Z/X]_{\odot}$ ) en utilisant une diffusion microscopique (Paquette et al. 1986), en rotation à  $2\text{km.s}^{-1}$  (à  $10^{-2}$ ) en utilisant la composition chimique solaire de référence de Asplund et al. (2009) et les modèles d'atmosphère PHOENIX correspondants (avec le même mélange chimique). La calibration solaire donne alors une fraction de masse d'hélium initiale  $Y = 0, 273$ , une longueur de mélange  $\alpha_c = 2, 1954$  et une métallicité initiale  $Z_{init} = 0, 01442$ .

Pour les autres valeurs de  $Z$ , nous gardons la même longueur de mélange et nous choisissons la valeur de  $Y$  correspondante en utilisant la fonction affine suivante :  $\Delta Y / \Delta Z = 1, 85$  (avec les abondances primordiales  $Y_0 = 0, 2463$  basées sur les observations WMAP-SBBN par Coc et al. (2004)). Nous ne prenons pas en compte l'enrichissement en éléments  $\alpha$  à plus faible métallicité car l'on reste proche de la métallicité solaire (*i.e.*  $[Fe/H] \in \pm 0, 5$  dex) dans le cadre de cette grille. Comparé à Grevesse & Noels (1993) ( $Z_{\odot} = 0, 018$ ), qui étaient utilisées pour la grille de Siess et al. (2000) en particulier, les abondances de presque tous les éléments plus lourds que l'hélium, et particulièrement le carbone, l'azote et l'oxygène, sont maintenant considérablement diminuées.

Les opacités sont modifiées en conséquence en-dessous et au-dessus de 8000K en utilisant respectivement les serveurs de projets d'OPAL et de Wichita (voir Ferguson et al. 2005; Iglesias & Rogers 1996).

Bien que la calibration solaire soit faite sans prendre en compte une perte de masse par l'étoile<sup>1</sup>, la grille est calculée avec, même si la perte de masse ne modifie pas l'évolution sur la séquence principale des petites masses calculées ici. On déterminera la perte de masse avec deux prescriptions différentes suivant que le modèle est en rotation ou non. Dans le cas sans rotation, la perte de masse est décrite par Reimers (1975) (avec  $\eta_R = 0, 5$ ) tandis que dans le cas avec rotation, on appliquera le formalisme de Cranmer &

1. Cela nécessiterait de calibrer également la masse initiale du modèle initiale qui permettrait d'arriver à la masse du soleil actuelle

Saar (2011) une fois que le découplage entre le disque et l'étoile sera effectué (phase wTTS et suivantes). Cette dernière prescription prend en compte les effets de la rotation sur l'activité stellaire et détermine la perte de masse en fonction de cette dernière. Même si elle n'est initialement pas faite pour les étoiles PMS, on peut toutefois l'appliquer à ces étoiles car elles couvrent un domaine de  $\log g$ ,  $T_{\text{eff}}$  et  $L_{\text{eff}}$  inscrit dans le domaine de validité de la prescription.

Aucun *overshoot* (processus additionnel artificiel d'extension des zones convectives) n'a été rajouté pour la grille, ce processus permet en particulier d'étendre le cœur convectif des étoiles qui en développe un de manière permanente, prolongeant ainsi leur séquence principale de manière à reproduire l'extension de la séquence principale observée dans les amas. Cependant, le transport rotationnel peut jouer ce rôle en diffusant l'hydrogène à l'interface des zones convectives, en particulier de la zone radiative vers le cœur convectif, augmentant ainsi la longévité de l'étoile sur la séquence principale.

En ce qui concerne le transport lié à la rotation, on considère toujours que les zones convectives sont en rotation solide et chimiquement homogènes, alors que la zone radiative est soumise aux divers processus de transport du moment cinétique et des espèces chimiques. Par soucis de simplicité, on ne prend en compte ici que le transport de moment cinétique lié aux instabilités hydrodynamiques (circulation méridienne et turbulence de cisaillement), en suivant les prescriptions de Mathis et al. (2004) pour le coefficient de turbulence horizontale ( $D_h$ ) et Talon & Zahn (1997) pour le coefficient de turbulence verticale ( $D_v$ ).

Très peu de travaux mentionnent les effets de la masse de l'objet central, sa vitesse de rotation ou sa composition chimique sur la durée de vie du disque proto-planétaire. Seuls les travaux de Kennedy & Kenyon (2009) indiquent que la durée de vie du disque semble diminuer lorsque la masse de l'objet central est plus importante, mais pour des masses supérieures à  $1,5M_{\odot}$ . Nous prendrons donc ici la même durée de vie de disque (et donc de temps de couplage avec l'étoile) pour toutes les masses aux différentes métallicités. La durée de vie du disque ne dépendra ici que de la période de rotation initiale, et ceci, uniquement de manière à reproduire au mieux les observations de période de rotation dans les amas ouverts, en suivant le même schéma que Gallet & Bouvier (2013, 2015) ont suivi. Lors de la phase de couplage avec le disque proto-planétaire, on force la vitesse angulaire de surface à rester constante tout en prenant en compte le transport dans la potentielle zone radiative déjà existante. La quantité de moment cinétique totale diminue donc très rapidement lors de cette phase. Le reste de la perte de moment cinétique du modèle provient de l'interaction du champ magnétique à grande échelle de l'étoile avec son vent magnétisé. On utilisera la prescription donnée par Matt et al. (2015) (voir la section 3.3 pour plus d'informations) car elle s'applique sur une large gamme de masse et prend en compte la dépendance à la structure de l'étoile et donc à la masse et la composition chimique. La même loi peut être utilisée pour les différents modèles sans changer les paramètres du freinage en fonction de la masse ou de la vitesse de rotation, à l'inverse de ce qui était fait avec l'expression de Kawaler (1988) (e.g. Palacios et al. 2006). Les paramètres utilisés pour la loi sont indiqués dans la table 5.1.

La grille donne accès à un ensemble de quantités physiques relevées au cours de l'évolution permettant de caractériser l'évolution structurelle et rotationnelle des différents modèles. Ceux-ci sont calculés dans une gamme de masse comprise entre  $0,2M_{\odot}$  et  $1,5M_{\odot}$  à trois métallicités différentes  $Z = 0,0047, 0,0144, 0,0409$  qui correspondent respectivement à un rapport  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,5, 0$  et  $+0,5$  dex. Pour chacune des masses et métallicités, on calcule quatre modèles : un modèle standard (sans autre mélange que la convection) et trois modèles incluant un traitement des effets de la rotation et un transport de moment cinétique par les processus décrits ci-dessus dans la zone radiative avec des valeurs différentes pour la rotation initiale. L'ensemble des modèles en rotation est décrit dans la table 5.2 avec les taux de rotation et réservoirs de moment cinétique initiaux correspondants.

Matt et al. (2015)	Valeur utilisée
$K$	$2,5 \cdot 10^{30}$
$m$	0,22
$p$	2.6
$\chi$	14

TABLE 5.1 – Table des paramètres liés au freinage de Matt et al. 2015 pour la grille de modèle d'évolution. Les valeurs diffèrent de celles utilisées dans Amard et al. (2016) surtout du fait du traitement de l'atmosphère amélioré entre temps. Celle-ci modifie l'évolution de la structure et de la taille de l'enveloppe convective, l'extraction de moment cinétique en est donc modifiée. Des ajustements minimes ont également dû être faits pour reproduire aussi les plus faibles masses.

TABLE 5.2 – Paramètres initiaux utilisés pour la grille de modèles avec rotation. l, m et r signifient rotateurs lent, médian et rapide. Le temps de couplage avec le disque et la quantité de moment cinétique initiale indiqués dans la dernière colonne sont les mêmes aux trois métallicités pour chacun des rotateurs lent, médian ou rapide.

Masse ( $M_{\odot}$ )	$\Omega_{init}$ ( $\times 10^{-6} s^{-1}$ )			$\Omega_{init}$ ( $\times 10^{-6} s^{-1}$ )			$\Omega_{init}$ ( $\times 10^{-6} s^{-1}$ )			Réservoir initial de $MC^2$ ( $10^{50} g.cm^2.s^{-1}$ )		
	l	m	r	l	m	r	l	m	r	l	m	r
	<b>Z=0,0047</b>			<b>Z=0,0144</b>			<b>Z=0,0409</b>			<b>Temps de couplage</b>		
										5 Myr	5 Myr	3 Myr
0,2	8,16	-	54,1	8,01	16,0	51,9	7,84	-	51,1	4,65	9,30	30,1
0,3	8,22	-	54,2	8,01	16,0	51,9	7,84	-	50,8	5,24	10,5	34,0
0,4	8,10	-	55,2	8,01	16,0	51,9	7,86	-	49,7	11,4	22,8	73,9
0,5	8,12	-	79,2	8,01	16,0	51,9	7,76	-	46,1	14,7	29,4	95,4
0,6	8,12	-	72,0	8,01	16,0	51,9	7,62	-	49,3	25,7	51,4	166
0,7	8,11	-	68,7	8,01	16,0	51,9	7,90	-	49,7	36,1	72,3	234
0,8	8,13	-	66,2	8,01	16,0	51,9	7,57	-	50,9	40,8	81,6	264
0,9	8,14	-	61,1	8,01	16,0	51,9	7,53	-	48,8	56,0	112	326
1,0	8,10	-	63,8	8,01	16,0	51,9	7,92	-	41,3	126	252	818
1,1	8,06	-	62,9	8,01	16,0	51,9	7,96	-	51,5	79,5	159	515
1,2	8,17	-	63,5	8,01	16,0	51,9	7,86	-	50,9	144	288	931
1,3	8,11	-	63,4	8,01	16,0	51,9	7,62	-	40,7	229	458	1490
1,4	8,12	-	62,9	8,01	16,0	51,9	7,58	-	48,8	114	228	736
1,5	8,06	-	-	8,01	16,0	51,9	7,83	-	50,7	176	352	1140

## 5.2 Modèles sans rotation

On compare ici la grille de modèles sans rotation, dits standard, à la précédente version de Siess et al. (2000) mais également aux autres grilles de modèles standard publiées dans la littérature et couvrant le même domaine en masse et métallicité. La majeure partie de ces grilles de modèles d'évolution sont réalisées sans calculer la rotation, celles déterminant l'évolution rotationnelle (ici uniquement MESA) ne prennent pas en compte l'extraction de moment cinétique par les vents magnétisés et ne prennent pas en compte l'évolution de la rotation lors de la pré-séquence principale. On ne comparera donc notre grille qu'aux modèles standard. Ceux-ci diffèrent déjà par les ingrédients numériques (suivant le code utilisé) et physiques qui les composent (équation d'état, opacités, composition chimique de référence, etc...). La table 5.3 dresse une liste non-exhaustive des grilles de modèles dans la littérature mais présente les différents modèles d'évolution auxquels j'ai comparé mes modèles ainsi qu'une liste (non-exhaustive) des ingrédients physiques utilisés dans chaque cas. Tous ces modèles sont standard (c'est-à-dire sans rotation ni champ magnétique, ni processus susceptible de modifier leur structure excepté l'*overshooting*).

Dans cette table, la composition chimique (colonne 2) fait référence à la distribution d'éléments plus lourds que l'hélium ( $Z$ ) solaire de référence qui sont utilisés pour les tables d'opacités radiatives. On donne également la fraction de masse d'hélium  $Y$  et la longueur de mélange  $\alpha_c$  (colonne 2 et 3 respectivement) utilisées pour le calcul de leurs modèles. Le symbole ( $\odot$ ) indique les modèles qui utilisent les valeurs de  $Y$  et  $\alpha_c$  obtenues par une calibration solaire. Dans la colonne 4, on indique les modèles d'atmosphères utilisés ainsi que la profondeur optique à laquelle le raccord entre l'atmosphère et le calcul de la structure interne est fait. La bibliographie liée à l'équation d'état adoptée pour chaque grille est indiquée colonne 5. L'importance de celle-ci pendant les phases jeunes a été largement étudiée par le passé (*e.g.* Baraffe et al. 1998; Siess et al. 2000). Dans la colonne 6, on rappelle d'où proviennent les opacités radiatives à hautes et basses températures. La plupart des codes actuels utilisent les opacités radiatives OPAL pour l'intérieur stellaire (hautes températures) et les tables d'Alexander & Ferguson (1994) ou de Ferguson et al. (2005) à basses températures. La colonne 7 indique les sources bibliographiques pour les taux de réactions nucléaires utilisés. La colonne 8 précise si les modèles de chaque grille sont calculés avec ou sans *overshooting* (extension artificielle de la zone convective) pour le cœur convectif. Enfin, la dernière colonne donne le temps d'évolution d'un modèle de  $1,2M_{\odot}$  à la fin de la séquence principale. On comparera ici uniquement les tracés dans le diagramme HR (figure 5.1) mais d'autres grandeurs telles que le rayon effectif ou le temps de vie sur la séquence principale peuvent être également servir de comparaison.

### STAREVOL : Siess et al. (2000)

La grille de Siess et al. (2000) a été beaucoup utilisée lors des 15 dernières années. Bien que calculée avec une version antérieure du code, du fait des importants changements de la physique constitutive des modèles durant cette période, cette grille est également celle avec laquelle nous avons les plus grandes différences de comportement dans le diagramme HR. On peut expliquer ceci par l'utilisation combinée des abondances solaires de référence de Grevesse & Noels (1993) et une métallicité  $Z = 0,02$  bien plus élevée que la valeur de  $Z = 0,01442$  de notre grille mais également plus élevée que la métallicité solaire donnée par Grevesse & Noels (1993). De ce fait, le paramètre de longueur de mélange  $\alpha_c$  utilisé et, lui, calibré sur un modèle solaire (donc avec  $Z = 0,0175$  tel que donné par Grevesse & Noels (1993)), n'est pas cohérent avec la métallicité  $Z = 0,02$ . Pour toutes les masses comparées ici, les modèles de Siess et al. (2000) sont ainsi plus froids que ceux de notre nouvelle grille de modèles STAREVOL, et le tracé de Heney est systématiquement plus court. Ce comportement a déjà été discuté dans Montalbán et al. (2004) et est essentiellement dû à une interaction entre la longueur de mélange, la composition chimique et les conditions à la limite externe utilisées provenant d'une combinaison de trois modèles d'atmosphères différents.

**Lyon : Baraffe et al. (2015)**

Les modèles de Baraffe et al. (2015) sont une version mise à jour de la grille de Baraffe et al. (1998) qui est encore aujourd'hui très utilisée. Le traitement atmosphérique a été amélioré et les abondances solaires de référence sont celles données par Caffau et al. (2011). Baraffe et al. (1998) ont été le premier groupe à publier des modèles qui couplent de manière cohérente l'intérieur stellaire et des modèles d'atmosphères. Leurs grilles sont ainsi devenues une référence pour l'évolution des étoiles de faible masse. Une telle approche a inspiré de nombreux groupes dont nous faisons partie aujourd'hui avec cette grille. La grille de Baraffe et al. (2015) assure une cohérence entre le traitement de la convection dans l'intérieur stellaire comme dans l'atmosphère, ce qui n'est aujourd'hui pas fait dans la plupart des modèles. Leur longueur de mélange est calibrée de manière à reproduire le Soleil avec les abondances de Caffau et al. (2011). Comme on le voit dans la figure 5.1, mes modèles sont très proches des leurs dans la gamme de masse comprise entre 0,4 et 1,2 masse solaire. Pour les très petites masses, le traitement des espèces moléculaires devient important et les modèles divergent légèrement car l'équation d'état de STAREVOL ne prend pas en compte les molécules plus massives que  $H_2$ , contrairement à celle utilisée par Baraffe et al. (2015).

**DSEP : Feiden et al. (2015)**

Les modèles de Dartmouth (DSEP pour *Dartmouth Stellar Evolution Program*, voir Dotter et al. (2008)) ont été récemment mis à jour par Feiden et al. (2015) avec une physique adaptée aux étoiles de la pré-séquence principale. En particulier, les conditions de surface sont dérivées des modèles PHOENIX de Hauschildt et al. (1999). Les modèles sont calculés en prenant en compte un *overshoot* à l'interface du cœur convectif et de la zone radiative pour les étoiles avec un cœur convectif sur la séquence principale ; à métallicité solaire, seuls les modèles à partir de  $1,2 M_{\odot}$  sont concernés. Le paramètre d'*overshoot* utilisé varie avec la masse stellaire (0,05, 0,1, 0,2 et 0,2  $H_P$  pour les modèles de 1,2, 1,3, 1,4 et 1,5  $M_{\odot}$  respectivement). L'extension du cœur convectif augmente la quantité d'hydrogène que l'étoile est capable de consommer et donc étend la durée de la séquence principale. Les modèles DSEP et de ma grille sont en bon accord, en particulier pour les étoiles de faibles masses. Pour les étoiles avec une masse supérieure à 1,2 masse solaire, l'ajout d'un *overshoot* dans les modèles DSEP crée une différence d'évolution sur la séquence principale. L'*overshoot*, en augmentant artificiellement la taille de cœur convectif, augmente la quantité d'hydrogène consommé sur la séquence principale et donc la durée de vie sur la séquence principale, cela se traduit dans le diagramme HR par une extension de la séquence principale pour les étoiles de plus  $1,1 M_{\odot}$ .

**YREC : Spada et al. (2013)**

Pour cette comparaison, nous utilisons la grille calculée avec la version sans rotation de YREC (*Yale Rotating Evolutionary Code*) par Spada et al. (2011) qui inclut une équation d'état spécifique pour les étoiles de faibles masses (voir la table 5.3). On observe des petites différences de comportement entre les tracés lorsque les étoiles sont sur le tracé d'Hayashi ( $\sim 100K$  au plus de différence) mais si les étoiles sont plus massives que  $0,4 M_{\odot}$ , elles retrouvent une évolution similaire en arrivant sur la séquence principale. En dessous de  $0,4 M_{\odot}$ , YREC change son équation d'état pour utiliser celle de Saumon et al. (1995), également utilisée par Baraffe et al. (2015), les tracés divergent alors même sur la séquence principale, les différences entre les modèles sont comparables à celles que l'on a avec les modèles de Baraffe et al. (2015).

**FRANEC : Valle et al. (2015)**

Le code d'évolution FRANEC (*Frascati Raphson Newton Evolutionary Code*) développé à Pise a également été récemment amélioré pour prendre en compte la mise à jour des abondances solaires de référence et des conditions atmosphériques réalistes adaptées. La grille de Tognelli et al. (2011) a été spécialement

calculée pour comprendre l'évolution des étoiles pré-séquence principale de petites masses, ce qui signifie que les ingrédients physiques sont particulièrement adaptés à cette phase. Or, même si nous utilisons des paramètres de longueur de mélange très différents, ces modèles sont ceux qui sont les plus proches de ceux de ma grille. Ceci est surtout dû au fait que nous traitons les conditions aux bords de la même façon et que la composition chimique utilisée est très proche.

#### **MESA : Choi et al. (2016)**

Le tout récent code d'évolution stellaire MESA (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*) a désormais sa propre grille de modèles évolutifs. Les modèles sont calculés avec une physique générale adaptée aux étoiles de type solaire. Et bien que les conditions aux bords soient différentes, leurs modèles sont très proches de la grille présentée ici, en grande partie parce que l'on utilise la même composition chimique de référence (Asplund et al. 2009). Toutefois, MESA prend en compte un certain *overshoot* diffusif aux interfaces des zones convectives. Le paramètre d'*overshoot* utilisé est fixé à 0,0160 pour l'extension du cœur et 0,0174 pour l'extension de l'enveloppe. Comme lors de la comparaison avec les modèles DSEP et bien que moins importante, on retrouve une extension similaire de la séquence principale pour les étoiles développant un cœur convectif sur la séquence principale comparé à nos modèles.

#### **PARSEC : Bressan et al. (2012); Chen et al. (2014)**

Comme de nombreux autres codes, PARSEC (*PAdova and TRiest Stellar Evolution Code*) a été récemment révisé pour calculer des modèles pré-séquence principale. En comparant avec notre grille, on note un comportement considérablement différent dans le diagramme HR. L'importante différence observée à faible température (modèles de plus faibles masses) est surtout liée à l'utilisation dans PARSEC de grilles d'opacités très spécifiques obtenues à partir d'*AESOPUS*<sup>3</sup>. En effet, Marigo & Aringer (2009) ont montré que les opacités moyennes de Rosseland calculées avec cet outil sont très différentes de celles d'OPAL ou Ferguson et al. (2005) dans ce domaine de faibles températures. Cela révèle encore une fois combien il est difficile de déterminer ce qui peut être ou non considéré comme une physique adaptée à cette phase de l'évolution.

---

3. <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/aesopus>



Code	Composition chimique	$\alpha_{MLT}$	Atmosphère	Équation d'état	Opacités	Taux de réaction nucléaire	Overshoot	$\tau_{SP}$ ( $1,2M_{\odot}$ )
STAREVOL Cette thèse	AGSS09 $Z = 0,01442$ $Y = 0,273$	$2,195 \odot$	Allard+12 $\tau_{atm} = 2$	Modified PTEH95	OPAL F05	NACRE II	Non	4,92Ga
BHAC15 Baraffe et al. (2015)	Caffau+11 $Z = 0,0153$ $Y = 0,28$	1,6	Allard+12 Rajpurohit+13 $\tau_{atm} = 100$	SCVH95	OPAL AF94	CF88	Non	4,49Ga
DSEP Dotter et al. (2008)	GS98 $Z = 0,0189$ $Y = 0,274$	1,938	Hauschildt+99 $\tau_{atm} = \tau_{eff}$	CK95 FreeEOS4	OPAL F05	Adelberger+98	Oui	4,88Ga
STAREVOL Siess et al. (2000)	GN93 $Z = 0,02$ $Y = 0,28$	1,6	P92+Eriksson94 +Kurucz91 $\tau_{atm} = 10$	Modified PTEH95	OPAL AF94	CF88	Non	4,85Ga
FRANEC Valle et al. (2015)	AGS05 $Z = 0,01377$ $Y = 0,253$	1,68	BH05 $\tau_{atm} = 10$	OPAL06	OPAL F05	NACRE LUNA	Non	-
YREC Spada et al. (2013)	GS98 $Z = 0,0163$ $Y = 0,274$	1,875	Allard+11 $\tau_{atm} = 2/3$	OPAL06 SCVH95	OPAL F05	BP92	Non	4,62Ga
PARSEC Bressan et al. (2012)	Caffau+09 $Z = 0,014$ $Y = 0,273$	1,74 1,77	Allard+11 $\tau_{atm} = 2/3$	FreeEOS2	OPAL AESOPUS	JINA REACLIB	Oui	4,58Ga
MESA Choi et al. (2016)	AGSS09 $Z = 0,0142$ $Y = 0,2703$	1,8	ATLAS12 $\tau_{atm} = 100$	OPAL + SCVH95 + MDM12	OPAL F05	JINA REACLIB	Oui	4,83Ga

TABLE 5.3 – Références, voir ci-dessous.

AGSS09 : Asplund et al. (2009), Allard+12 : Allard et al. (2012), OPAL : Iglesias & Rogers (1996), NACRE II : Xu et al. (2013), PTEH95 : Pols et al. (1995), F05 : Ferguson et al. (2005), Caffau+11 : Caffau et al. (2011), Allard+12 : Allard et al. (2012), SCVH95 : Saumon et al. (1995), CF88 : Caughlan & Fowler (1988), Rajpurohit+13 : Rajpurohit et al. (2013), AF94 : Alexander & Ferguson (1994), GS98 : Grevesse & Sauval (1998), Hauschildt+99 : Hauschildt et al. (1999), CK95 : Chaboyer & Kim (1995), Adelberger+98 : Adelberger et al. (1998), FreeEOS(2,4) : Irwin (2012), P92 : Plez (1992), Eriksson94 : com. privée, Kurucz91 : Kurucz (1991), AGS05 : Asplund et al. (2005), BH05 : Brott & Hauschildt (2005), OPAL06 : Rogers & Nayfonov (2002), LUNA : Bemmaerker et al. (2006), BP92 : Bahcall & Pinsonneault (1992), Caffau+09 : Caffau et al. (2009), JINA REACLIB : Cyburt et al. (2010), AESOPUS : Marigo & Aringer (2009), ATLAS12 : Kurucz (1993), MDM12 : MacDonald & Mullan (2012).

**Comparaison à d'autres grilles - Modèle standard - Grille**

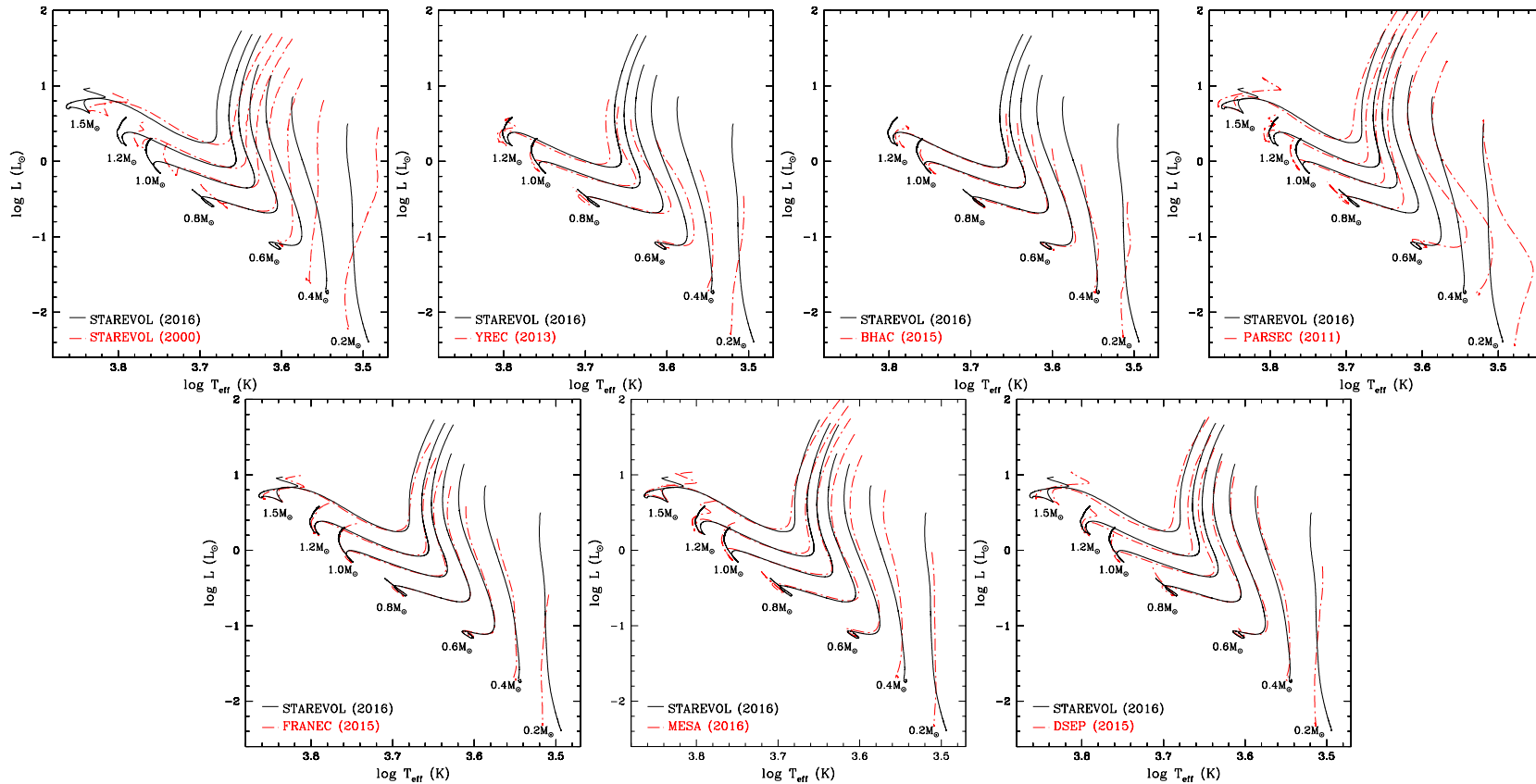


FIGURE 5.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russell comparant les modèles standard de la grille ici calculée à d'autres grilles de la littérature.

## 5.3 Modèles avec transport rotationnel

### 5.3.1 Vitesse de surface - Comparaison aux observations

Dans Amard et al. (2016) (discuté dans le chapitre 4), on a comparé l'évolution de la période de rotation donnée par des modèles incluant différents jeux de prescriptions pour le transport (diffusion turbulente horizontale et verticale) et l'extraction du moment cinétique, à des observations de périodes de rotation d'amas ouverts d'étoiles de type solaire. Nous avons alors trouvé un accord très satisfaisant avec le modèle que nous avons défini comme étant le modèle de référence. Pour le calcul de la grille de modèles présentée ici, j'ai donc naturellement utilisé la même physique du transport : les coefficients de turbulence horizontale et verticale sont respectivement calculés avec les prescriptions de Mathis et al. (2004) et Talon & Zahn (1997), et l'extraction de moment de moment cinétique par les vents magnétisés est déterminée suivant le formalisme de Matt et al. (2015).

Comme indiqué précédemment, le manque de littérature sur le sujet ne permet pas de sortir une tendance claire pour la vitesse angulaire initiale et la durée de vie du disque proto-planétaire. Donc, de manière à faciliter l'analyse, j'ai calculé la grille avec une seule valeur pour la durée de couplage disque-étoile ( $\tau_{DL}$ ) et une seule valeur pour la période de rotation initiale du disque ( $\Omega_{init}$ ), pour un type de rotateur à une métallicité donnée, de manière à conserver la quantité de moment cinétique initiale (Voir table 5.2). Comme on le voit dans la figure 5.2, ces valeurs permettent de couvrir quasiment toutes les périodes de rotation observées à chaque gamme de masse dans les amas jeunes pendant les phases T-Tauri (*e.g.* ONC, NGC6530 et NGC2264). Lorsque l'on étend la grille à d'autres métallicités, on suppose les mêmes quantités de moment cinétique pour une masse et un type de rotateur donnés.

#### Variation de la masse initiale à $Z = Z_{\odot}$

Dans un premier temps, on étend la comparaison à une gamme de masse plus importante en gardant la métallicité constante ( $Z = Z_{\odot}$ ). Concernant la forme générale de l'évolution de la période de rotation au cours du temps, le comportement décrit en détail dans Amard et al. (2016) est valide pour toutes les masses considérées ici : la période de couplage disque-étoile est suivie d'une phase d'accélération, la vitesse de surface atteint ensuite son maximum avant de décroître plus ou moins rapidement en fonction de la vitesse initiale. Les différents rotateurs convergent vers une configuration rotationnelle similaire au delà de 1Ga. On note également que la vitesse maximale est atteinte à des âges différents suivant la masse de l'étoile : vers 200 Ma pour les modèles de  $0,2M_{\odot}$  et vers 20 Ma pour le modèle de  $1,3M_{\odot}$ . Dans tous les cas, cela correspond à l'émergence du cœur convectif dû à la mise à l'équilibre des éléments CNO. Pour rentrer dans les détails, le maximum est atteint lorsque l'on atteint l'équilibre entre la contraction de l'étoile quand le cœur convectif apparaît (plus l'étoile est massive, plus le cœur apparaît tôt), et l'extraction de moment cinétique, qui dépend de la taille de l'enveloppe convective. On pourra définir ici, la "ZAMS rotationnelle", qui diffère de la "ZAMS" habituellement définie en évolution stellaire à partir de considérations liées à l'évolution nucléaire du centre de l'étoile (voir Sect. 2.8).

On note sur la figure 5.2 que nos modèles permettent de reproduire assez fidèlement les observations dans le domaine de masse compris entre  $0,2M_{\odot}$  et  $1,2M_{\odot}$ . En particulier, le premier quartile, la médiane et le neuvième décile des distributions calculés par Gallet & Bouvier (2015) pour certains amas sont très bien situés sur les tracés de nos modèles de  $0,5$ ,  $0,8$  et  $1,0M_{\odot}$ . Seuls les rotateurs lents et médians au niveau des Hyades (625 Myr) peinent à être reproduits car trop freinés pour les modèles avec une masse comprise entre  $0,6$  et  $1,0M_{\odot}$ . Cependant, pour les masses supérieures à  $1,2M_{\odot}$ , les modèles divergent de la tendance indiquée par les observations (voir figure 5.2). En effet, nous ne sommes alors plus capables de reproduire le comportement rotationnel des amas les plus âgés (au delà de 200 Ma). Plusieurs éléments liés à l'extraction de moment cinétique peuvent expliquer cette divergence : à partir de  $1,3M_{\odot}$ , la structure interne des étoiles de séquence principale est notablement différente de celle des étoiles de plus petite

## Évolution de la vitesse de rotation - Comparaison aux observations - Grille

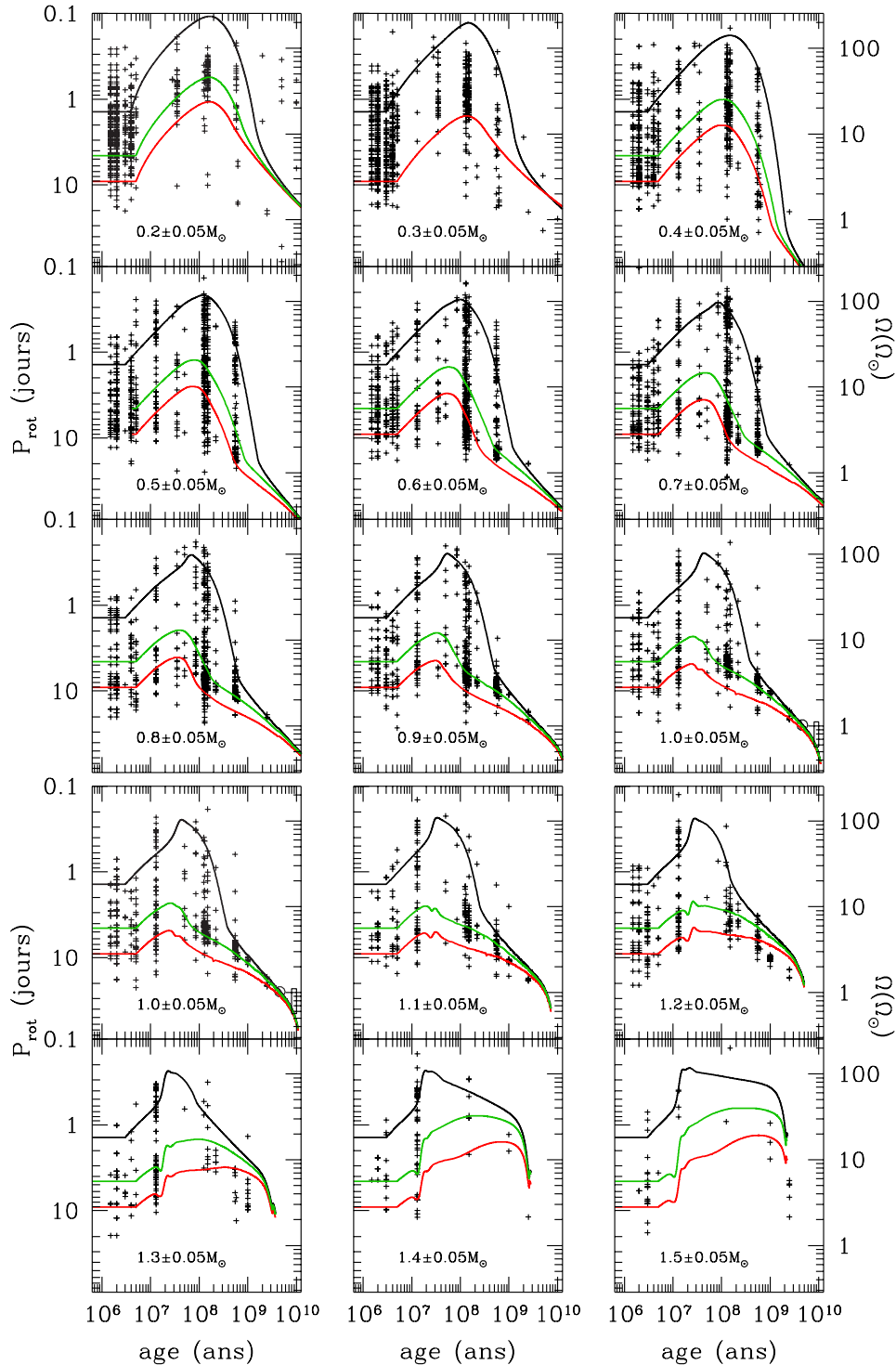


FIGURE 5.2 – Comparaison de l'évolution des périodes de rotation et des vitesses angulaires obtenues avec les modèles à métallicité solaire dans la gamme de masse 0,2-1,5 $M_{\odot}$  avec les observations rassemblées par Gallet & Bouvier (2013) et Bouvier et al. (2014) des périodes de rotations dans différents amas ouverts. On a représenté le taux de rotation de surface (ligne continue) et la vitesse angulaire moyenne du cœur radiatif lorsqu'il existe (ligne discontinue) des rotateurs rapides (noir), médians (vert) et lents (rouge) pour chaque gamme de masse. Les indicateurs rouge, vert et bleu sur les observations correspondant aux masses de 0,5, 0,8 et 1,0 $M_{\odot}$  représentent respectivement le premier quartile de la distribution, la médiane et le neuvième décile (donnés dans Gallet & Bouvier (2013))

masse, en particulier concernant les zones convectives. Le cœur convectif est alors capable de se maintenir sur toute la séquence principale mais surtout, l'enveloppe convective devient extrêmement fine en masse. Dans cette configuration, la structure du champ magnétique généré par la dynamo convective peut être particulièrement affectée ; d'un champ dipolaire à grande échelle dans le cas d'une enveloppe étendue, on passe à un champ multipolaire à beaucoup plus petites échelles (Donati 2011) lorsque l'enveloppe est plus fine. On s'attend à ce que ce changement de configuration modifie l'expression de la loi de freinage, mais il n'est pas dit que la modification aurait un effet dans le sens attendu par les observations. En effet, un champ multipolaire, agissant à plus petite échelle, aurait alors un bras de levier moins efficace et diminuerait les pertes de moment cinétique (Réville et al. 2015), au contraire de ce dont on aurait besoin pour que nos modèles s'accordent aux observations.

### Évolution de la perte de moment cinétique au cours du temps - $Z_{\odot}$

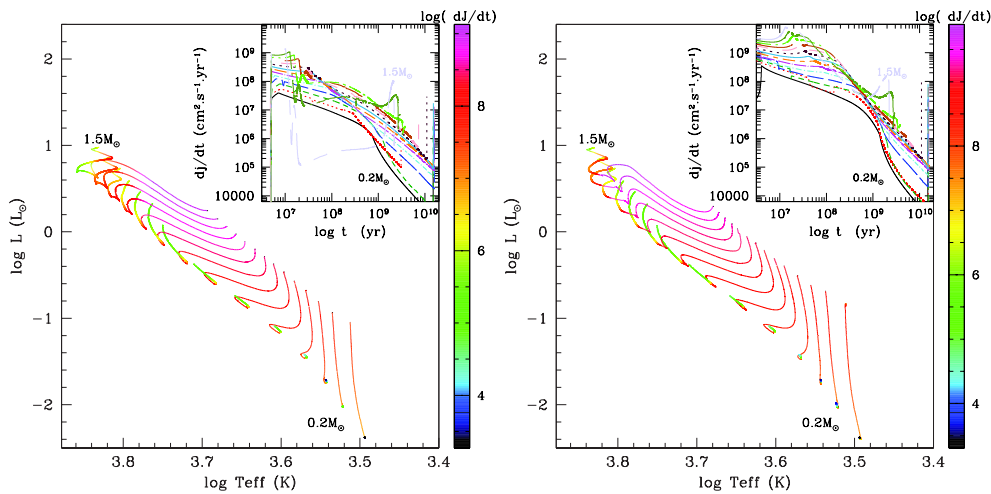


FIGURE 5.3 – Évolution de l'extraction de moment cinétique spécifique (en  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ ) par les vents magnétisés au cours de l'évolution dans le diagramme HR de l'ensemble des rotateurs rapides (à gauche) et des rotateurs lents (à droite) à métallicité solaire. La quantité de moment spécifique (normalisé à la masse de l'étoile) extraite de l'enveloppe convective par les vents magnétisés est indiquée par les barres de couleurs sur la figure. L'insert dans chaque figure indique cette même extraction de moment cinétique mais au cours du temps

Le manque de données pour des étoiles plus massives que  $1,3M_{\odot}$  (lié à la diminution du nombre de tâches magnétiques observables à la surface de ces étoiles) limite les conclusions que l'on peut tirer de ces comparaisons. On notera tout de même que les modèles semblent globalement indiquer que la perte de moment cinétique calculée à l'aide de la prescription de Matt et al. (2015) en fixant les paramètres, est trop faible pour expliquer les observations.

On retrouve également le résultat obtenu dans Amard et al. (2016) en ce qui concerne la vitesse de rotation moyenne de la partie radiative : pour les modèles compris entre 0,2 et 1,2 masse solaire, la vitesse du cœur radiatif converge vers une même valeur, quelle que soit la quantité initiale de moment cinétique. Dans ce domaine de masse, à métallicité solaire, l'évolution de la rotation de surface est essentiellement impactée par le terme d'extraction de moment cinétique associée au couple exercé par les vents magnétisés sur l'étoile<sup>4</sup>. Pour les modèles avec une masse supérieure ou égale à  $1,3M_{\odot}$ , l'évolution de la vitesse angulaire dépend surtout des conditions initiales et n'est que peu modifiée par le freinage, celui-ci apparaissant

4. Notons que la masse maximale de ce domaine d'application dépend de la métallicité puisque c'est en réalité la taille de l'enveloppe convective qui nous importe. Or, pour une masse donnée, celle-ci est plus importante à métallicité plus élevée (et inversement, plus fine à métallicité plus faible, voir plus loin fig 5.8).

comme quasi inefficace avec cette prescription (avec les paramètres fixes). Il s'ensuit que le transport de moment cinétique interne tel qu'il est traité ici, est essentiellement une fonction du taux de rotation initial et des ré-ajustements structuraux de l'étoile. Ainsi, on s'attend à ce que ces étoiles un peu plus massives aient une évolution différente du taux de rotation moyen de la zone radiative, en fonction de la masse ou des conditions initiales.

Comme cela a été discuté dans le chapitre précédent, on ne fera que rappeler que les instabilités hydrodynamiques seules ne permettent pas de reproduire le profil de rotation solide du soleil montré par les données héliosismiques. De manière générale, on s'attend donc au cours de la séquence principale à un transport de moment cinétique plus important entre la partie radiative et l'enveloppe convective, pour les étoiles de type solaire au moins. Ce transport supplémentaire pourrait permettre d'expliquer certains rotateurs trop lents pour reproduire les observations dans certains amas ouverts.

Sur la figure 5.3, on montre l'évolution de l'extraction de moment cinétique spécifique pour toute la gamme de masse à partir de la fin de la phase de couplage avec le disque protoplanétaire, quand on commence à calculer les pertes de moment cinétique par les vents magnétisés, jusqu'à la fin de la séquence principale. Dans le cas des rotateurs lents, la majeure partie de l'extraction se fait au début de l'évolution, lorsque l'enveloppe convective est encore importante. Ensuite, les pertes de moment suivent l'évolution de la vitesse de surface en diminuant avec le temps. Si l'on considère que les pertes de moment cinétique sont directement liées à la structure et à l'intensité du champ magnétique, ce comportement est compatible avec les observations récentes de Folsom et al. (2016). Celles-ci montrent que le champ magnétique suit d'abord l'évolution structurale lors de la pré-séquence principale (lorsque l'étoile est encore en contraction et que l'enveloppe convective se développe), tandis que sur la séquence principale, l'évolution du champ magnétique est dictée par l'évolution de la rotation de l'étoile.

Flux de moment cinétique à la ZAMS -  $0,4-1,5M_{\odot} - Z_{\odot}$

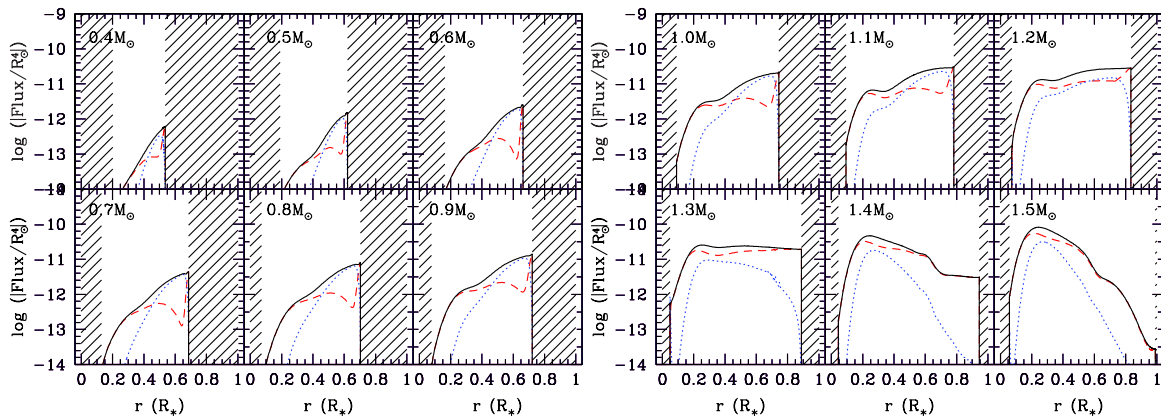


FIGURE 5.4 – Flux de moment cinétique porté par la circulation méridienne (rouge) et la turbulence de cisaillement (bleu) et le flux total (noir) en fonction du rayon normalisé au rayon total pour les rotateurs médians de tous les modèles ayant développé une zone radiative à la ZAMS. Les zones hachurées représentent les zones convectives (cœur et enveloppe)

Dans le cas des rotateurs rapides, les étoiles tournent suffisamment rapidement et les effets de la force centrifuge sur la structure ne sont plus négligeables. Un taux de rotation rapide peut modifier de manière significative la gravité effective, le rayon équatorial est augmenté et la température de surface diminuée (Maeder 2009). Sur les figures 5.3 ou 5.5, on peut discerner ce décalage vers des températures plus froides par rapport au cas en rotation lente, en particulier pour les modèles les plus massifs ( $1,4$  et  $1,5M_{\odot}$ ), pour lesquelles la différence peut être de l'ordre de  $200K$  du fait de leur rotation proche de la vitesse critique



au-delà de laquelle les couches externes ne sont plus gravitationnellement liées (respectivement 45 et 80% du taux de rotation critique) . La structure est modifiée en conséquent et, pour une température plus faible, l'enveloppe convective est proportionnellement plus importante (environ trois fois plus importante dans le cas de l'étoile de  $1,5M_{\odot}$  en rotation rapide par rapport aux cas en rotation plus lente). Il s'ensuit que le couple appliqué sur ces étoiles est plus important pendant la majeure partie de la séquence principale.

### 5.3.2 Rotation interne - effet de la masse initiale

La figure 5.5 montre le taux de rotation différentielle pour les modèles en rotation rapide et lente à métallicité solaire, en fonction de l'évolution dans le temps, à partir de l'émergence du cœur radiatif jusqu'à la fin de la séquence principale (ou 15 Ga). On définit ce taux de rotation différentielle tel que :

$$\Delta\Omega = \frac{\Omega_{\text{rad}} - \Omega_S}{\Omega_{\text{rad}} + \Omega_S}. \quad (5.1)$$

avec

$$\Omega_{\text{rad}} = \frac{\int_{\text{rad}} m(r)r^2\Omega(r)dr}{\int_{\text{rad}} m(r)r^2dr}. \quad (5.2)$$

$\int_{\text{rad}}$  étant l'intégrale sur toutes les couches de la zone radiative et  $\Omega_S$  le taux de rotation de l'enveloppe convective. L'expression sous cette forme évite toute divergence due à l'absence du cœur radiatif pour les étoiles les moins massives de nos modèles et nous permet de limiter la valeur dans un domaine  $[-1 ; 1]$ . On a  $\Delta\Omega \rightarrow -1$  lorsque la partie radiative est en moyenne en rotation beaucoup plus lente comparé à l'enveloppe (typique des ondes internes de gravité, voir chapitre précédent).  $\Delta\Omega = 0$  représente une rotation solide en moyenne (ce vers quoi tendent les modèles prenant en compte la dynamo de Tayler-Spruit par exemple) et  $\Delta\Omega \rightarrow 1$  lorsque la partie radiative est en rotation bien plus rapide que l'enveloppe convective (la majeure partie des cas présentés dans ce chapitre). L'ensemble des modèles de cette grille évolue dans l'intervalle  $[0 ; 1]$ . La rotation différentielle normalisée tend à décroître avec la masse et à diminuer avec l'âge. Plusieurs effets sont en cause :

- Une étoile plus massive génère une circulation méridienne plus importante (comme on le voit sur la figure 5.4) qui est capable de transporter plus de moment cinétique du cœur radiatif jusqu'à la surface. En effet, pour compenser les effets de la perte de moment cinétique par l'enveloppe convective, la circulation méridienne est le principal processus de transport.
- L'extraction de moment cinétique des modèles plus massifs est plus faible, la contrainte appliquée à la limite supérieure de la zone radiative est donc plus faible, minimisant alors la mise en place d'une rotation différentielle sous l'enveloppe convective.

Ces éléments conduisent les étoiles les plus massives vers un profil de rotation dans la zone radiative proche d'un profil plat (voir la différence entre la ligne continue et en tiret sur les figures 5.2). On voit clairement pour toutes les masses, l'augmentation de  $\Delta\Omega$  à la fin du tracé d'Hayashi et tout au long du tracé d'Heney, lorsque le cœur radiatif se développe, de  $\Delta\Omega = 0$  (rotation solide au départ), entre  $\Delta\Omega = 0,4$  et  $0,7$  pour les rotateurs lents en fonction de la masse et entre  $\Delta\Omega = 0,05$  et  $0,15$  pour les rotateurs rapides à la fin de la séquence principale. Tant que l'étoile descend le tracé d'Hayashi, la contraction est importante et engendre un transport très important dans la zone radiative qui limite la rotation différentielle, mais dès que l'étoile atteint le tracé de Heney, le cœur radiatif se développe et la rotation différentielle apparait avec (voir figure 5.5). Dans le cas des rotateurs rapides ou lents, deux familles apparaissent sur la séquence principale, de chaque côté du modèle de  $1,3M_{\odot}$  (à métallicité solaire). Globalement, on peut dire que les rotateurs rapides couplent efficacement leur cœur radiatif car ils ont une circulation méridienne très importante, transportant le moment du cœur à l'enveloppe. Cependant, quand la surface de l'étoile est freinée par les



vents magnétisés, la rotation différentielle apparaît même si l'étoile est encore en rotation rapide. Et au contraire, lorsque l'enveloppe est trop petite pour assurer un freinage efficace, le transport interne domine et tend à restaurer un profil de rotation plat comme on peut le voir pour le cas des étoiles de  $1,4$  et  $1,5M_{\odot}$  à métallicité solaire.

### Évolution de la rotation différentielle au cours du temps - $Z_{\odot}$

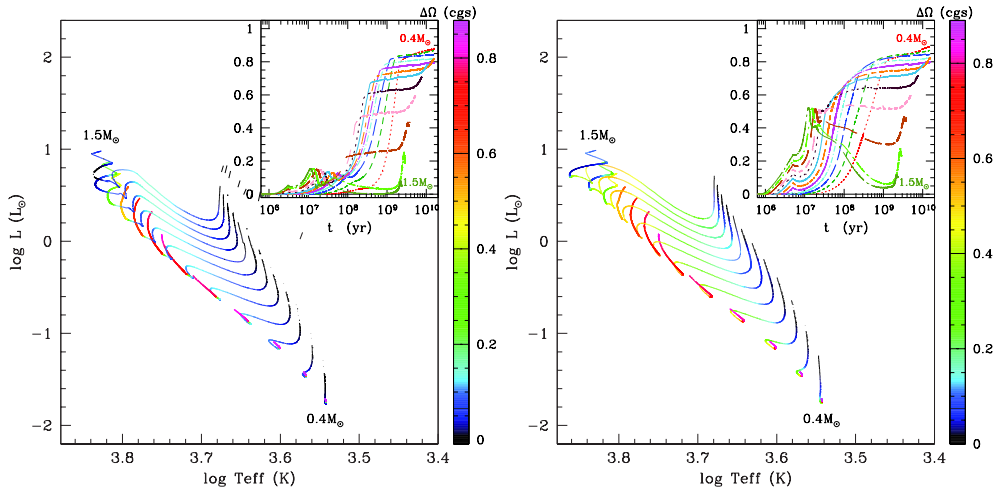


FIGURE 5.5 – Rotation différentielle relative  $\Delta\Omega$  au cours de l'évolution dans le diagramme HR pour les rotateurs rapides (à gauche) et les rotateurs lents (à droite) à métallicité solaire avec une masse comprise dans l'intervalle  $0,4$ - $1,5M_{\odot}$ . La rotation différentielle relative est indiquée par le système de couleur précisé sur la figure. L'insert dans chaque figure indique cette même rotation différentielle relative mais au cours du temps

Nos modèles incluent un traitement cohérent du transport rotationnel dans la zone radiative. La figure 5.4 montre les différentes composantes du transport dans la zone radiative pour les rotateurs médians à leur arrivée à la ZAMS. Seuls les modèles qui ont développé un cœur radiatif sont présentés (*i.e.*  $M > M_{\odot}$ ). La circulation méridienne naît directement des effets de la rotation sur la structure en parallèle du vent thermique (voir par exemple Palacios 2013, et les références liées), alors que la turbulence de cisaillement est une conséquence de la rotation différentielle (*e.g.* Talon & Zahn 1997). Dans la gamme de masse considérée dans cette grille et avec le formalisme utilisé pour le transport, la circulation méridienne domine le transport de moment cinétique dans les régions centrales. Cependant, pour les masses inférieures à  $1,1M_{\odot}$ , l'extraction de moment cinétique est importante et crée un gradient de rotation sous la zone convective qui génère de la turbulence. Notons qu'à la ZAMS (nucléaire), les modèles sont proches de leur ZAMS rotationnelle, caractérisée par la vitesse maximale atteinte par un modèle au cours de son évolution, l'extraction de moment cinétique est donc particulièrement importante à cet instant de l'évolution. De manière générale, le transport de moment cinétique proche de la surface dépend de la prescription pour l'extraction de moment cinétique par les vents magnétisés. C'est particulièrement évident dans le cas du modèle de  $1,5M_{\odot}$ , où l'efficacité du transport sous la surface est trois ordres de grandeur plus faible qu'au milieu de la zone radiative (vers  $0,2 R_{*}$ ). La turbulence de cisaillement est très faible pour ce modèle car la rotation différentielle est particulièrement limitée sous l'enveloppe convective (voir figure 5.6). On peut noter assez logiquement que globalement le flux total de moment cinétique dans la zone radiative augmente avec la masse.

Pendant la pré-séquence principale, la structure n'est pas fixe encore, comme le taux de rotation et des modifications structurales qui y sont liées. En effet, lors de la pré-séquence principale, la contraction de l'étoile, et ensuite l'apparition du cœur convectif génèrent une circulation méridienne importante qui reste

## Profils de rotation - Effet de la masse stellaire

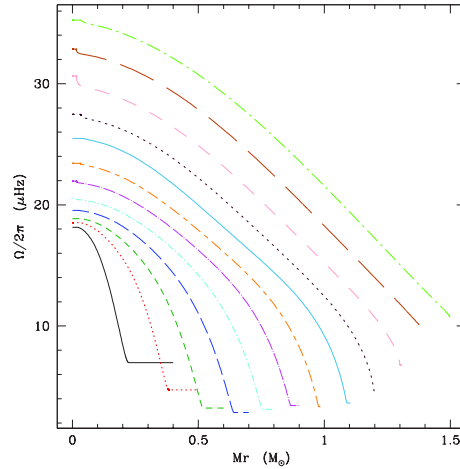


FIGURE 5.6 – Profil de rotation à la fin de la pré-séquence principale en fonction de la fraction de masse pour les rotateurs moyens avec une masse comprise entre  $0,4$  (noir) et  $1,5M_\odot$  (vert clair).

dominante sur la séquence principale tant que la vitesse de rotation est importante. Cela est valide pour presque toutes les masses que l'on considère ici. Si l'on regarde maintenant les profils de rotation atteints à la ZAMS (figure 5.6), on remarque qu'à la surface, on a une vitesse minimale avec le modèle de  $0,7M_\odot$ . Au-delà de cette limite, les étoiles sont moins freinées lors de la pré-séquence principale du fait de leur enveloppe convective plus fine (voir figure 5.8). Pour les étoiles moins massives que  $0,7M_\odot$ , la contraction est plus lente et dépasse la durée de vie du disque proto-planétaire. Ainsi, elles continuent à se contracter pendant plus longtemps après la fin de la phase de couplage avec le disque, ce qui leur permet d'atteindre des vitesses de rotation globalement plus élevées à l'arrivée sur la séquence principale. D'un autre côté, la vitesse de rotation au cœur ne dépend pas du freinage ou du transport. En effet, plus l'étoile est massive, plus la contraction est rapide et l'apport de moment cinétique au centre est important, on l'observe sur la figure 5.6.

### 5.3.3 Impact de la métallicité

La structure d'une étoile dépend bien sûr de sa masse, mais également de son contenu en métaux (éléments plus lourds que l'hélium). Une faible métallicité réduit globalement l'opacité pour une masse donnée : une étoile pauvre en métaux est donc plus chaude et plus compacte (plus petit rayon). Par conséquent, son enveloppe convective est plus fine à une phase donnée et l'extraction de moment cinétique résultante est plus faible. En plus de cela, comme on le voit sur la figure 5.8, l'évolution structurelle est plus rapide, la contraction stellaire est plus prompte et le développement du cœur intervient plus tôt dans l'évolution. Tous ces effets combinés font que l'évolution rotationnelle d'une étoile sous-métallique est similaire à celle d'une étoile de masse plus importante à une métallicité plus élevée. Ceci est montré sur la figure 5.7, pour trois masses et les trois types de rotateurs : les modèles avec  $Z = 0,0043$  tournent plus vite que ceux à métallicité solaire ou sur-solaire ( $Z = 0,01445$  ou  $Z = 0,03$ ) malgré un contenu en moment cinétique identique à l'origine.

Le transport de moment cinétique dépend de l'évolution structurelle, on s'attend donc à avoir différents comportements à différentes métallicités pour une masse donnée. Une étoile pauvre en métaux est plus compacte, ainsi, le transport de moment cinétique devrait être plus important. Cependant, comme l'enveloppe convective est également plus petite, le couple exercé par les vents magnétisés sur l'enveloppe convective

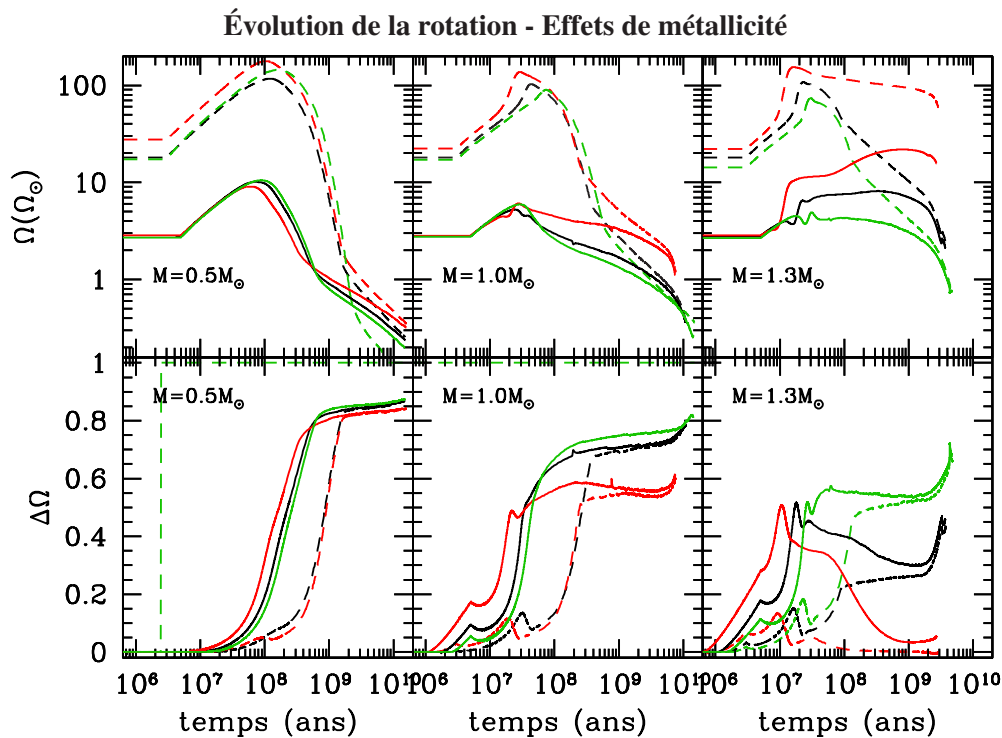


FIGURE 5.7 – Haut : Évolution du taux de rotation de surface pour les trois différentes masses à trois métallicités différentes,  $Z = 0,0047$  (vert),  $Z = 0,0144$  (noir) et  $Z = 0,0409$  (rouge) pour les cas en rotation lente (trait plein) et en rotation rapide (trait tirait). Bas : Évolution de la rotation différentielle normalisée  $\Delta\Omega$  pour les mêmes cas avec le même code couleur.

est également plus faible. Puisqu'on a vu que la rotation différentielle et le transport par la circulation méridienne sont essentiellement dûs au freinage sur la séquence principale, le transport est globalement réduit. On montre ceci dans le panneau du bas de la figure 5.7. Ici, on montre la rotation différentielle normalisée aux trois métallicités pour les mêmes masses 0,5, 1,0 et 1,5 $M_{\odot}$ . Pour les trois masses,  $\Delta\Omega$  est toujours plus faible lorsque  $Z$  est réduit, même si, comme discuté dans Ekström (2008), le transport de moment cinétique par la circulation méridienne et la turbulence de cisaillement est normalement diminué avec la métallicité. Ceci est particulièrement vrai dans le cas du modèle de 1,3 $M_{\odot}$  montré ici, pour lequel le comportement rotationnel est totalement dépendant de la métallicité. Le modèle pauvre en métaux est presque en rotation solide ( $\Delta\Omega \simeq 0$ ) et n'est pas ralenti du tout pendant la séquence principale. En comparaison, le modèle plus riche en éléments lourds est découplé pendant la majeure partie de l'évolution ( $\Delta\Omega \simeq 0,6$ ) et son évolution rotationnelle est fortement liée à l'extraction de moment cinétique sur la séquence principale.

Mentionnons que dans notre cas, faire les mêmes hypothèses sur les conditions initiales, *i.e.* même contenu en moment cinétique initial et même durée de vie de disque, nous porte à créer des modèles dépassant la vitesse de rupture<sup>5</sup> pour les modèles à faible métallicité avec les masses les plus importantes (1,2-1,5 $M_{\odot}$ ). Deux possibilités s'offrent alors qui consistent à réduire la quantité initiale de moment cinétique ou augmenter la durée de couplage avec le disque, ou à prendre en compte cette perte de masse et de moment cinétique lorsque les modèles dépassent la vitesse critique tel que cela est fait dans le cas des étoiles massives.

Pour conclure, on peut dire que même si le transport de moment cinétique dans la zone radiative est plus

5. ou vitesse critique : vitesse à partir de laquelle l'équateur de l'étoile n'est plus gravitationnellement lié à cause de la force centrifuge.

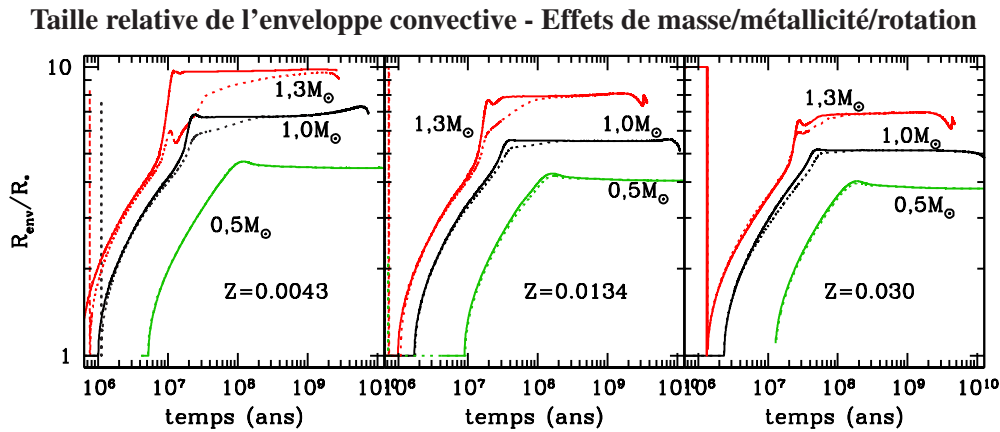


FIGURE 5.8 – Évolution de la taille de l'enveloppe convective relative au rayon total de l'étoile jusqu'à la fin de la séquence principale pour des modèles en rotation rapide (ligne pointillée) et lente (ligne continue) de 0,5 (vert), 1,0 (noir) et  $1,3M_{\odot}$  (rouge) à  $Z = 0,0134$ ,  $0,0043$  et  $0,03$ , (de gauche à droite).

important lorsque le contenu en métaux est plus important, ce transport n'est pas suffisant pour contrebalancer le freinage également accru par l'augmentation de la taille de l'enveloppe convective (voir figure 5.8). Ainsi, les modèles à faible métallicité atteignent des périodes de rotation plus élevées s'ils partent avec un réservoir de moment cinétique égal et peuvent même dépasser la vitesse critique. Ceci est vrai en supposant un temps de vie de disque égal quelle que soit la composition chimique du nuage initial et la masse de l'objet central, ce qui est une hypothèse tout à fait discutable. En effet, aucune observation n'indique que le couplage du champ magnétique stellaire avec le disque protoplanétaire soit similaire à différentes métallicités. La métallicité augmente la probabilité de formation de planète, et décroît de ce fait la durée de vie du disque. À l'inverse, l'augmentation de métallicité, en accroissant l'opacité, diminue le flux émis par l'étoile et la capacité de celle-ci à photo-évaporer le disque. Les deux effets sont à prendre en compte à différentes masses et fonctionnent à l'inverse lorsque la métallicité de l'étoile est diminuée.

## Chapitre 6

# Applications de la grille à des cas pratiques

### Sommaire

---

6.1	Estimation de l'âge d'étoiles jeunes - Art. Folsom et al. (2016) . . . . .	128
6.2	Habitabilité - Art. Gallet et al. (2016) . . . . .	157
6.3	Estimation des paramètres d'étoile-hôtes - Art. Santerne et al. (2016) . . . . .	173

---

## 6.1 Estimation de l'âge d'étoiles jeunes - Art. Folsom et al. (2016)

Le taux de rotation de surface des étoiles jeunes de type solaire varie rapidement avec l'âge à partir de la fin de la pré-séquence principale et pendant le début de la séquence principale. La dynamo stellaire, présente dans ces étoiles et dépendante à la fois de la structure stellaire et de la vitesse de rotation, subit d'importants changements lors de cette phase et ceux-ci sont observables grâce à l'étude du champ magnétique.

Cette étude a pour but d'observer l'évolution de ces champs magnétiques au cours de cette période critique en ciblant des étoiles à différentes étapes de l'évolution. Concrètement, nous avons observé des étoiles dans des amas ouverts et certaines associations stellaires (petits amas) dont les âges sont connus. Puis nous avons utilisé la méthode d'imagerie Zeeman-Doppler permettant caractériser leur champ magnétique à grande échelle et d'en étudier la complexité. Nous réalisons ainsi des cartes magnétiques permettant de compléter le fossé observationnel existant entre les étoiles T-Tauri à des phases très jeunes et les étoiles déjà avancées sur la séquence principale, les deux montrant des topologies magnétiques très différentes.

Les résultats sont présentés ici pour 15 étoiles de 5 amas et associations différents, avec des âges compris entre 20 et 250 Ma, des masses comprises entre 0,7 et 1,2  $M_{\odot}$  et des périodes de rotation de 0,4 à 6 jours. On obtient alors de multiples topologies magnétiques pour des champs magnétiques avec des intensités moyennes entre 14 et 140 gauss.

On montre ensuite une tendance claire mettant en évidence une décroissance de l'intensité moyenne du champ magnétique avec l'âge et une corrélation directe entre l'intensité du champ magnétique et le nombre de Rossby (Rapport entre la période de rotation et le temps de retournement convectif dans l'enveloppe convective :  $Ro = P_{\text{rot}}/\tau_{\text{conv}}$ ).

Enfin, en comparant les propriétés magnétiques de nos étoiles à la fin de la pré-séquence principale avec celles des étoiles plus jeunes et plus âgées, il apparaît que l'évolution du champ magnétique des étoiles de type solaire pendant la pré-séquence principale soit essentiellement liée à l'évolution structurelle de l'étoile. À l'inverse, sur la séquence principale, c'est surtout l'évolution rotationnelle qui semble dicter l'évolution du champ magnétique.



# The evolution of surface magnetic fields in young solar-type stars – I. The first 250 Myr<sup>★</sup>

C. P. Folsom,<sup>1,2†</sup> P. Petit,<sup>3,4</sup> J. Bouvier,<sup>1,2</sup> A. Lèbre,<sup>5</sup> L. Amard,<sup>5</sup> A. Palacios,<sup>5</sup>  
J. Morin,<sup>5</sup> J.-F. Donati,<sup>3,4</sup> S. V. Jeffers,<sup>6</sup> S. C. Marsden<sup>7</sup> and A. A. Vidotto<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup>CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup>Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31400 Toulouse, France

<sup>4</sup>CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie, 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>5</sup>LUPM, Université de Montpellier, CNRS, Place Eugène Bataillon, F-34095, France

<sup>6</sup>Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, D-37077 Göttingen, Germany

<sup>7</sup>Computational Engineering and Science Research Centre, University of Southern Queensland, Toowoomba, QLD 4350, Australia

<sup>8</sup>Observatoire de Genève, Université de Genève, Chemin des Maillettes 51, CH-1290 Versoix, Switzerland

Accepted 2015 December 11. Received 2015 December 8; in original form 2015 September 17

## ABSTRACT

The surface rotation rates of young solar-type stars vary rapidly with age from the end of the pre-main sequence through the early main sequence. Important changes in the dynamos operating in these stars may result from this evolution, which should be observable in their surface magnetic fields. Here we present a study aimed at observing the evolution of these magnetic fields through this critical time period. We observed stars in open clusters and stellar associations of known ages, and used Zeeman Doppler imaging to characterize their complex magnetic large-scale fields. Presented here are results for 15 stars, from five associations, with ages from 20 to 250 Myr, masses from 0.7 to 1.2  $M_{\odot}$ , and rotation periods from 0.4 to 6 d. We find complex large-scale magnetic field geometries, with global average strengths from 14 to 140 G. There is a clear trend towards decreasing average large-scale magnetic field strength with age, and a tight correlation between magnetic field strength and Rossby number. Comparing the magnetic properties of our zero-age main-sequence sample to those of both younger and older stars, it appears that the magnetic evolution of solar-type stars during the pre-main sequence is primarily driven by structural changes, while it closely follows the stars' rotational evolution on the main sequence.

**Key words:** techniques: polarimetric – stars: formation – stars: imaging – stars: magnetic field – stars: rotation – stars: solar-type.

## 1 INTRODUCTION

Solar-type stars undergo a dramatic evolution in their rotation rates as they leave the pre-main sequence (PMS) and settle into the main sequence (MS; for a recent review see Bouvier 2013). Early on the PMS stellar rotation rates are regulated, likely due to interactions between a star and its disc. Eventually, after a few Myr, solar-type

stars decouple from their discs and around this time the disc begins dissipating. Since the stars are still contracting on the PMS, they spin up. On a slower time-scale, solar-type stars lose angular momentum through a magnetized wind. Thus once a star has reached the MS it begins to spin down (e.g. Schatzman 1962; Skumanich 1972; Mestel & Spruit 1987). Since solar-type stars have dynamo-driven magnetic fields, there is likely an important evolution in their magnetic properties over this time period. Such changes in magnetic properties could be driven both by changes in rotation rate and by changes in the internal structure of PMS stars (e.g. Gregory et al. 2012). In turn, stellar magnetic fields play a key role in angular momentum loss. Thus understanding these magnetic fields is critical for understanding the rotational evolution of stars (e.g. Vidotto et al. 2011; Matt et al. 2012; Réville et al. 2015).

Rotation rates deeper in a star may differ somewhat from this description of observed surface rotation rates. During the spin-down phase angular momentum is lost from the surface of a star,

<sup>★</sup> Based on observations obtained at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT), which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Also based on observations obtained at the Télescope Bernard Lyot (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.

† E-mail: folsomc@ujf-grenoble.fr



potentially creating enhanced radial differential rotation. Recent rotational models by Gallet & Bouvier (2013, 2015) use differences between the core and envelope rotation rates to explain the evolution of observed surface rotation rates. These models predict a period of greatly enhanced radial differential rotation as a star reaches the MS. Other models of the rotational evolution of stars also have important impacts on the magnetic properties of these stars, such as the ‘Metastable Dynamo Model’ of Brown (2014).

The large-scale magnetic fields of MS solar-type stars were first observed in detail many years ago (e.g. Donati & Collier Cameron 1997), and more recently the magnetic strengths and geometries of these stars have been characterized for a significant sample of these stars (e.g. Petit et al. 2008). Some trends are apparent: there are clearly contrasting magnetic properties between solar-like stars and M-dwarfs (Morin et al. 2008, 2010). There is some evidence for a correlation between more poloidal magnetic geometries and slow rotation rates (Petit et al. 2008). With a large sample of stars, there appears to be trends in large-scale magnetic field strength with age and rotation (Vidotto et al. 2014). Zeeman broadening measurements from Saar (1996) and Reiners, Basri & Browning (2009) find trends in the small-scale magnetic field strength with rotation and Rossby number, particularly for M-dwarfs. Donati & Landstreet (2009) provide a detailed review of magnetic properties for a wide range of non-degenerate stars. Currently, the BCool collaboration is carrying out the largest systematic characterization of magnetic fields in MS solar-type stars, with early results in Marsden et al. (2014) and Petit et al. (in preparation).

On the PMS, large-scale magnetic fields have been observed and characterized for a large number of stars (e.g. Donati et al. 2008a, 2010, 2011a). These observations are principally from the ‘Magnetic Protostars and Planets’ (MaPP) and ‘Magnetic Topologies of Young Stars and the Survival of massive close-in Exoplanets’ (MaTYSSSE) projects. There are clear differences between the magnetic properties of T Tauri stars (TTS) and older MS stars, which seem to be a consequence of the internal structure of the star (Gregory et al. 2012). This appears to be similar to the difference between MS solar mass stars and M-dwarfs (Morin et al. 2008).

We aim to provide the first systematic study of the magnetic properties of stars from the late PMS through the zero-age main sequence (ZAMS) up to  $\sim 250$  Myr. This covers the most dramatic portion of the rotational evolution of solar mass stars. Observations of a few individual stars in this age and mass range have been made (e.g. HD 171488, Jeffers & Donati 2008; Jeffers et al. 2011; HD 141943, Marsden et al. 2011; HD 106506, Waite et al. 2011; HN Peg, Boro Saikia et al. 2015; HD 35296 and HD 29615, Waite et al. 2015), but to date only a modest number of stars have been observed on an individual basis.

In this paper we focus on young (not accreting) stars, in the age range 20–250 Myr, and in the restricted mass range from 0.7 to  $1.2 M_{\odot}$ . This fills the gap between the TTS observations of MaPP and MaTYSSSE and the older MS observations of BCool. The observations focus on stars in young clusters and associations, in order to constrain stellar ages. Spectropolarimetric observations and Zeeman Doppler imaging (ZDI) are used to determine the strength and geometry of the large-scale stellar magnetic fields. This work is being carried out as part of the ‘Towards Understanding the sPn Evolution of Stars’ (TOUPIES) project.<sup>1</sup> Observations are ongoing in the large programme ‘History of the Magnetic Sun’ (HMS) at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT). Future papers in this

series will expand the size of the sample, and extend the age range up to 600 Myr.

## 2 OBSERVATIONS

We obtained time series of spectropolarimetric observations using the ESPaDOnS instrument at the CFHT (Donati 2003; see also Silvester et al. 2012), and the Narval instrument (Aurière 2003) on the *Télescope Bernard Lyot* (TBL) at the *Observatoire du Pic du Midi*, France. Narval is a direct copy of ESPaDOnS, and thus virtually identical observing and data reduction procedures were used for observations from the two instruments. ESPaDOnS and Narval are both high-resolution échelle spectropolarimeters, with  $R \sim 65\,000$  and nearly continuous wavelength coverage from 3700 to 10 500 Å. The instruments consist of a Cassegrain mounted polarimeter module, which is attached by optical fibre to a cross-dispersed bench mounted échelle spectrograph. Observations were obtained in spectropolarimetric mode, which obtains circularly polarized Stokes  $V$  spectra, in addition to the total intensity Stokes  $I$  spectra. Data reduction was performed with the LIBRE-ESPRIT package (Donati et al. 1997), which is optimized for ESPaDOnS and Narval, and performs calibration and optimal spectrum extraction in an automated fashion.

Observations for a single star were usually obtained within a two-week period, and always over as small a time period as practical, (in individual cases this ranged from one to four weeks, as detailed in Table 1). This was done in order to avoid any potential intrinsic evolution of the large-scale stellar magnetic field. Observations were planned to obtain a minimum of 15 spectra, distributed as evenly as possible in rotational phase, over a few consecutive rotational cycles. However, in some cases fewer observations were achieved due to imperfect weather during our two-week time frame. A minimum target signal-to-noise (S/N) of 100 was used, although this was increased for earlier type stars and slower rotators, which were expected to have weaker magnetic fields. A few observations fell below this target value, and a detailed consideration of the potential impact of low S/N on spurious signals, and how to avoid this spurious signal, are discussed in Appendix B. A summary of the observations obtained can be found in Table 1.

### 2.1 Sample selection

Our observations focus on well-established solar-type members of young stellar clusters and associations, in order to provide relatively accurate ages. In this paper we focus on stars younger than 250 Myr, but in future papers we will extend this to 600 Myr. In order to provide the high S/N necessary to reliably detect magnetic fields, the sample is restricted to relatively bright targets,  $V < 12$ , and hence nearby stellar associations and young open clusters.

We attempt to focus on stars with well-established rotation periods in the literature. The current sample includes stars with rotation periods between 0.42 and 6.2 d; however the majority of the stars have periods between 2 and 5 d.

So far the study has focused on stars between G8 and K6 spectral types ( $T_{\text{eff}}$  approximately from 5500 to 4500 K, with one hotter 6000 K star). This provides a sample of stars with qualitatively similar internal structure, consisting of large convective envelopes and radiative cores. Focusing on stars slightly cooler than the Sun has the advantage of selecting stars with stronger magnetic fields, due to their larger convective zones, and increasing our sensitivity to large-scale magnetic fields, through the increased number of lines available to least-squares deconvolution (LSQ; see Section 2.2).

<sup>1</sup> [http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupiies/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupiies/)

**Table 1.** Summary of observations obtained. Exposure times are for a full sequence of four sub-exposures, and the S/N values are the peak for  $V$  spectrum (per  $1.8 \text{ km s}^{-1}$  spectral pixel, typically near  $730 \text{ nm}$ ).

Object	Coordinates (RA, Dec.)	Assoc.	Dates of observations	Telescope semester	Integration time (s)	Num. Obs.	S/N range
HII 296	03:44:11.20, +23:22:45.6	Pleiades	2009 October 13–30	TBL 09B	3600	18	70–110
HII 739	03:45:42.12, +24:54:21.7	Pleiades	2009 October 4–November 1	TBL 09B	3600	17	140–270
HIP 12545	02:41:25.89, +05:59:18.4	$\beta$ Pic	2012 September 25–29	CFHT 12B	640	16	110–130
BD-16351	02:01:35.61, –16:10:00.7	Columba	2012 September 25–October 1	CFHT 12B	600	16	70–100
HIP 76768	15:40:28.39, –18:41:46.2	AB Dor	2013 May 18–30	CFHT 13A	800	24	110–150
TYC 0486-4943-1	19:33:03.76, +03:45:39.7	AB Dor	2013 June 24–July 1	CFHT 13A	1400	15	95–120
TYC 5164-567-1	20:04:49.36, –02:39:20.3	AB Dor	2013 June 15–July 1	CFHT 13A	800	19	100–130
TYC 6349-0200-1	20:56:02.75, –17:10:53.9	$\beta$ Pic	2013 June 15–30	CFHT 13A	800	16	120–130
TYC 6878-0195-1	19:11:44.67, –26:04:08.9	$\beta$ Pic	2013 June 15–Jul 1	CFHT 13A	800	16	110–140
PELS 031	03:43:19.03, +22:26:57.3	Pleiades	2013 November 15–23	CFHT 13B	3600	14	90–150
DX Leo	09:32:43.76, +26:59:18.7	Her-Lyr	2014 May 7–18	TBL 14A	600	8	250–295
V447 Lac	22:15:54.14, +54:40:22.4	Her-Lyr	2014 June 7–July 16	TBL 14A	600	7	187–227
LO Peg	21:31:01.71, +23:20:07.4	AB Dor	2014 August 16–31	TBL 14A	600	47	70–124
V439 And	00:06:36.78, +29:01:17.4	Her-Lyr	2014 September 1–27	TBL 14B	180	14	182–271
PW And	00:18:20.89, +30:57:22.2	AB Dor	2014 September 3–19	TBL 14B	1000	11	161–194

Having some spread in  $T_{\text{eff}}$  is valuable, as this allows us to consider variations in magnetic field as a function of the varying convective zone depths.

Details on individual targets are included in Appendix A. The physical parameters of individual targets are presented in Table 2 and Fig. 3.

## 2.2 Least-squares deconvolution

LSD (Donati et al. 1997; Kochukhov, Makaganiuk & Piskunov 2010) was applied to our observations, in order to detect and characterize stellar magnetic fields. LSD is a cross-correlation technique which uses many lines in the observed spectrum to produce effectively a ‘mean’ observed line profile, with much higher S/N than any individual line. Line masks, needed as input for LSD, were constructed based on data extracted from the Vienna Atomic Line Database (VALD; Ryabchikova et al. 1997; Kupka et al. 1999), using ‘extract stellar’ requests. The line masks were constructed assuming solar chemical abundances, and using the effective temperature and surface gravity for each star found in Section 3.1 (and Table 2), rounded to the nearest 500 K in  $T_{\text{eff}}$  and 0.5 in  $\log g$ . The line masks used lines with a VALD depth parameter greater than 0.1, and lines from 500 to 900 nm excluding Balmer lines (see Appendix B for a discussion of the wavelength range used), and include  $\sim 3500$  lines.

The normalization of the LSD profiles is intrinsically somewhat arbitrary (Kochukhov et al. 2010), as long as the normalization values are used self-consistently throughout an analysis. We used the same normalization for all stars in the sample, with the values taken from the means from a typical line mask. The normalizing values were a line depth of 0.39, Landé factor of 1.195, and a wavelength of 650 nm. This normalization has no direct impact on our results, as long as the normalization values are consistent with the values used for measuring  $B_{\ell}$  (equation 2) and for modelling Stokes  $V$  profiles in ZDI.

The resulting LSD profiles were used to measure longitudinal magnetic fields and radial velocities, as well as input for ZDI. Sample LSD profiles for all our stars are plotted in Fig. A1.

## 3 FUNDAMENTAL PHYSICAL PARAMETERS

### 3.1 Spectroscopic analysis

#### 3.1.1 Primary analysis

Many of the stars in this study have poorly determined physical parameters in the literature, and in several cases no spectroscopic analysis. Thus in order to provide precise self-consistent physical parameters, we performed a detailed spectroscopic analysis of all the stars. The same high-resolution spectra with a wide wavelength range that are necessary to detect magnetic fields in Stokes  $V$  are also ideal for spectroscopic analysis in Stokes  $I$ .

The observations were first normalized to continuum level, by fitting a low-order polynomial to carefully selected continuum regions, and then dividing the spectrum by the polynomial. The quantitative analysis proceeded by fitting synthetic spectra to the observations, by  $\chi^2$  minimization, and simultaneously fitting for  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $v \sin i$ , microturbulence, and radial velocity. Synthetic spectra were calculated using the ZEEMAN spectrum synthesis program (Landstreet 1988; Wade et al. 2001), which solves the polarized radiative transfer equations assuming local thermodynamic equilibrium (LTE). Further optimizations for negligible magnetic fields were used (Folsom et al. 2012; Folsom 2013), and a Levenberg–Marquardt  $\chi^2$  minimization algorithm was used.

Atomic data were extracted from VALD, with an ‘extract stellar’ request, with temperatures approximately matching those we find for the stars (within 250 K). Model atmospheres from ATLAS9 (Kurucz 1993) were used, which have a plane-parallel structure, assume LTE, and include solar abundances. For fitting  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$ , a grid of model atmospheres was used (with a spacing of 250 K in  $T_{\text{eff}}$  and of 0.5 in  $\log g$ ), and interpolated between (logarithmically) to produce exact models for the fit. The fitting was done on five independent spectral windows, each  $\sim 100 \text{ \AA}$  long, from 6000 to 6700  $\text{\AA}$  (6000–6100, 6100–6276, 6314–6402, 6402–6500, and 6600–6700  $\text{\AA}$ ). Regions contaminated by telluric lines were excluded from the fit, as was the region around the  $H\alpha$  Balmer line due to its ambiguous normalization in échelle spectra. The averages of the results from the independent windows were taken as the final best-fitting values, and the standard deviations of the results were used as the uncertainty estimates. An example of such a fit

**Table 2.** Derived fundamental parameters for the stars in our sample.  $P_{\text{rot}}$  are the adopted rotation periods, containing a mix of literature and our spectro-parimetric periods, as discussed in Appendix A. Radial velocities ( $v_r$ ) are the averages and standard deviations of our observations. Lithium abundances are in the form  $\log(N_{\text{Li}}/N_{\text{H}}) + 12$ .

Star	Assoc.	Age (Myr)	$P_{\text{rot}}$ (d)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$v \sin i$ (km s $^{-1}$ )	$\xi$ (km s $^{-1}$ )	$v_r$ (km s $^{-1}$ )	$i$ ( $^{\circ}$ )
TYC 6349-0200-1	$\beta$ Pic	24 $\pm$ 3	3.41 $\pm$ 0.05	4359 $\pm$ 131	4.19 $\pm$ 0.31	15.8 $\pm$ 0.5	1.4 $\pm$ 0.3	-7.17 $\pm$ 0.14	52 $^{+20}_{-20}$
HIP 12545	$\beta$ Pic	24 $\pm$ 3	4.83 $\pm$ 0.01	4447 $\pm$ 130	4.33 $\pm$ 0.23	10.2 $\pm$ 0.4	1.4 $\pm$ 0.3	7.70 $\pm$ 0.14	39 $^{+20}_{-20}$
TYC 6878-0195-1	$\beta$ Pic	24 $\pm$ 3	5.70 $\pm$ 0.06	4667 $\pm$ 120	4.38 $\pm$ 0.29	11.2 $\pm$ 0.4	1.4 $\pm$ 0.3	-8.62 $\pm$ 0.09	68 $^{+22}_{-20}$
BD-16351	Columba	42 $\pm$ 6	3.21 $\pm$ 0.01	5211 $\pm$ 109	4.65 $\pm$ 0.16	10.2 $\pm$ 0.3	1.5 $\pm$ 0.3	11.05 $\pm$ 0.11	42 $^{+17}_{-9}$
LO Peg	AB Dor	120 $\pm$ 10	0.423 229 $\pm$ 0.000 048	4739 $\pm$ 138	4.36 $\pm$ 0.25	73.1 $\pm$ 1.1	1.8 $\pm$ 0.6	-19.81 $\pm$ 2.18	45 $^{+3}_{-3}$
PW And	AB Dor	120 $\pm$ 10	1.761 59 $\pm$ 0.000 06	5012 $\pm$ 108	4.42 $\pm$ 0.18	22.9 $\pm$ 0.2	1.7 $\pm$ 0.4	-11.11 $\pm$ 0.48	46 $^{+7}_{-7}$
HIP 76768	AB Dor	120 $\pm$ 10	3.70 $\pm$ 0.02	4506 $\pm$ 153	4.53 $\pm$ 0.25	10.1 $\pm$ 0.6	0.6 $\pm$ 0.3	-6.87 $\pm$ 0.38	60 $^{+30}_{-13}$
TYC 0486-4943-1	AB Dor	120 $\pm$ 10	3.75 $\pm$ 0.30	4706 $\pm$ 161	4.45 $\pm$ 0.27	10.9 $\pm$ 0.4	1.1 $\pm$ 0.5	-19.95 $\pm$ 0.04	75 $^{+15}_{-8}$
TYC 5164-567-1	AB Dor	120 $\pm$ 10	4.68 $\pm$ 0.06	5130 $\pm$ 161	4.45 $\pm$ 0.22	9.6 $\pm$ 0.3	1.2 $\pm$ 0.6	-16.25 $\pm$ 0.15	65 $^{+25}_{-12}$
HII 739	Pleiades	125 $\pm$ 8	1.58 $\pm$ 0.01	6066 $\pm$ 89	4.64 $\pm$ 0.09	14.8 $\pm$ 0.3	1.8 $\pm$ 0.3	5.64 $\pm$ 0.08	51 $^{+20}_{-20}$
PELS 031	Pleiades	125 $\pm$ 8	2.5 $\pm$ 0.1	5046 $\pm$ 108	4.59 $\pm$ 0.17	11.9 $\pm$ 0.3	1.6 $\pm$ 0.3	6.17 $\pm$ 0.31	35 $^{+8}_{-7}$
HII 296	Pleiades	125 $\pm$ 8	2.608 63 $\pm$ 0.000 09	5236 $\pm$ 101	4.33 $\pm$ 0.16	17.6 $\pm$ 0.2	1.6 $\pm$ 0.3	6.37 $\pm$ 0.20	73 $^{+17}_{-20}$
V447 Lac	Her-Lyr	257 $\pm$ 46	4.4266 $\pm$ 0.05	5274 $\pm$ 74	4.64 $\pm$ 0.15	4.6 $\pm$ 0.3	1.1 $\pm$ 0.3	-7.37 $\pm$ 0.04	29 $^{+5}_{-4}$
DX Leo	Her-Lyr	257 $\pm$ 46	5.377 $\pm$ 0.073	5354 $\pm$ 76	4.71 $\pm$ 0.12	6.5 $\pm$ 0.3	1.3 $\pm$ 0.3	8.53 $\pm$ 0.08	58 $^{+8}_{-6}$
V439 And	Her-Lyr	257 $\pm$ 46	6.23 $\pm$ 0.01	5393 $\pm$ 71	4.50 $\pm$ 0.10	4.6 $\pm$ 0.3	1.3 $\pm$ 0.3	-6.38 $\pm$ 0.03	38 $^{+4}_{-4}$

Star	Assoc.	$L$ ( $L_{\odot}$ )	$R$ ( $R_{\odot}$ )	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$\tau_{\text{conv}}$ (d)	Rossby number	$A_{\text{Li}}$ (dex)
TYC 6349-0200-1	$\beta$ Pic	0.30 $\pm$ 0.02	0.96 $\pm$ 0.07	0.85 $^{+0.05}_{-0.05}$	50.5 $^{+14.4}_{-6.6}$	0.07 $^{+0.01}_{-0.02}$	3.30 $\pm$ 0.15
HIP 12545	$\beta$ Pic	0.40 $\pm$ 0.06	1.07 $\pm$ 0.05	0.95 $^{+0.05}_{-0.05}$	55.8 $^{+6.8}_{-6.3}$	0.14 $^{+0.02}_{-0.02}$	3.40 $\pm$ 0.15
TYC 6878-0195-1	$\beta$ Pic	0.80 $\pm$ 0.32	1.37 $\pm$ 0.28	1.17 $^{+0.13}_{-0.21}$	59.9 $^{+23.5}_{-17.8}$	0.10 $^{+0.04}_{-0.03}$	2.45 $\pm$ 0.15
BD-16351	Columba	0.52 $\pm$ 0.21	0.88 $\pm$ 0.18	0.90 $^{+0.07}_{-0.05}$	22.4 $^{+4.5}_{-2.1}$	0.14 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.25 $\pm$ 0.15
LO Peg	AB Dor	0.20 $\pm$ 0.01	0.66 $\pm$ 0.04	0.75 $^{+0.05}_{-0.05}$	27.9 $^{+1.4}_{-1.4}$	0.02 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.55 $\pm$ 0.15
PW And	AB Dor	0.35 $\pm$ 0.14	0.78 $\pm$ 0.16	0.85 $^{+0.05}_{-0.05}$	25.5 $^{+4.5}_{-2.6}$	0.07 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.85 $\pm$ 0.15
HIP 76768	AB Dor	0.27 $\pm$ 0.06	0.85 $\pm$ 0.11	0.80 $^{+0.07}_{-0.05}$	39.7 $^{+11.6}_{-9.4}$	0.09 $^{+0.03}_{-0.02}$	1.25 $\pm$ 0.15
TYC 0486-4943-1	AB Dor	0.21 $\pm$ 0.08	0.69 $\pm$ 0.15	0.75 $^{+0.05}_{-0.05}$	28.8 $^{+4.3}_{-3.0}$	0.13 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.77 $\pm$ 0.15
TYC 5164-567-1	AB Dor	0.50 $\pm$ 0.20	0.89 $\pm$ 0.19	0.90 $^{+0.08}_{-0.05}$	24.8 $^{+7.5}_{-4.1}$	0.19 $^{+0.04}_{-0.05}$	3.10 $\pm$ 0.15
HII 739	Pleiades	1.35 $\pm$ 0.20	1.07 $\pm$ 0.06	1.15 $^{+0.06}_{-0.06}$	6.21 $^{+2.6}_{-0.3}$	0.25 $^{+0.01}_{-0.08}$	3.00 $\pm$ 0.15
PELS 031	Pleiades	0.62 $\pm$ 0.06	1.05 $\pm$ 0.06	0.95 $^{+0.05}_{-0.05}$	29.0 $^{+5.4}_{-3.8}$	0.09 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.80 $\pm$ 0.15
HII 296	Pleiades	0.49 $\pm$ 0.05	0.93 $\pm$ 0.05	0.90 $^{+0.05}_{-0.05}$	20.1 $^{+1.0}_{-1.0}$	0.13 $^{+0.01}_{-0.01}$	3.10 $\pm$ 0.15
V447 Lac	Her-Lyr	0.46 $\pm$ 0.02	0.81 $\pm$ 0.03	0.90 $^{+0.05}_{-0.05}$	20.2 $^{+1.0}_{-1.0}$	0.22 $^{+0.01}_{-0.01}$	1.95 $\pm$ 0.15
DX Leo	Her-Lyr	0.49 $\pm$ 0.02	0.81 $\pm$ 0.03	0.90 $^{+0.05}_{-0.05}$	20.1 $^{+1.0}_{-1.0}$	0.27 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.65 $\pm$ 0.15
V439 And	Her-Lyr	0.64 $\pm$ 0.02	0.92 $\pm$ 0.03	0.95 $^{+0.05}_{-0.05}$	17.9 $^{+0.9}_{-0.9}$	0.35 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.25 $\pm$ 0.15

is provided in Fig. 1, and the final best parameters are reported in Table 2.

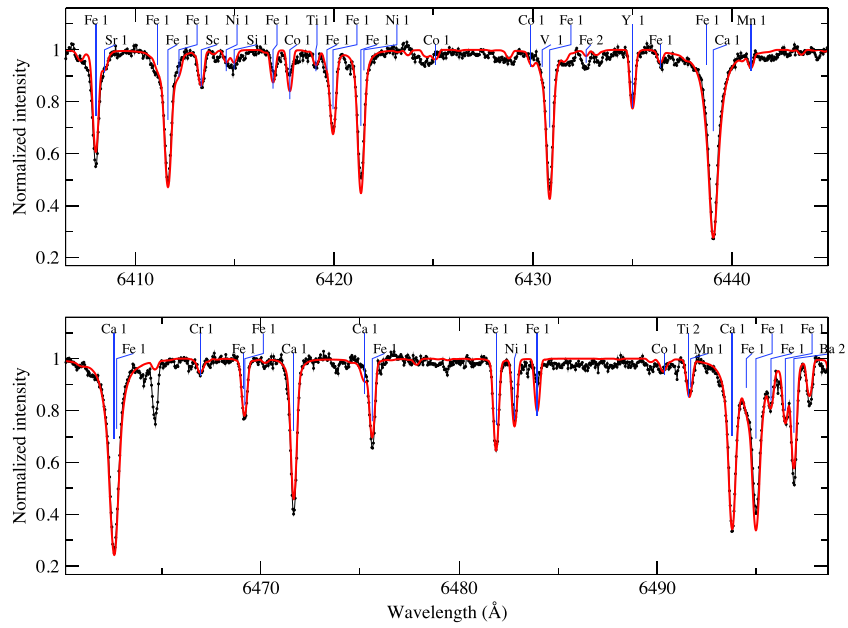
In the computation of synthetic spectra we assumed solar abundances, from Asplund et al. (2009). We checked this assumption for a few stars (HII 739, TYC 6349-0200-1, and TYC 6878-0195-1) by performing a full abundance analysis simultaneously with the determination of the other stellar parameters. Solar abundances were consistently found, thus we conclude that this is a sufficiently good approximation for our analysis.

### 3.1.2 Secondary analysis

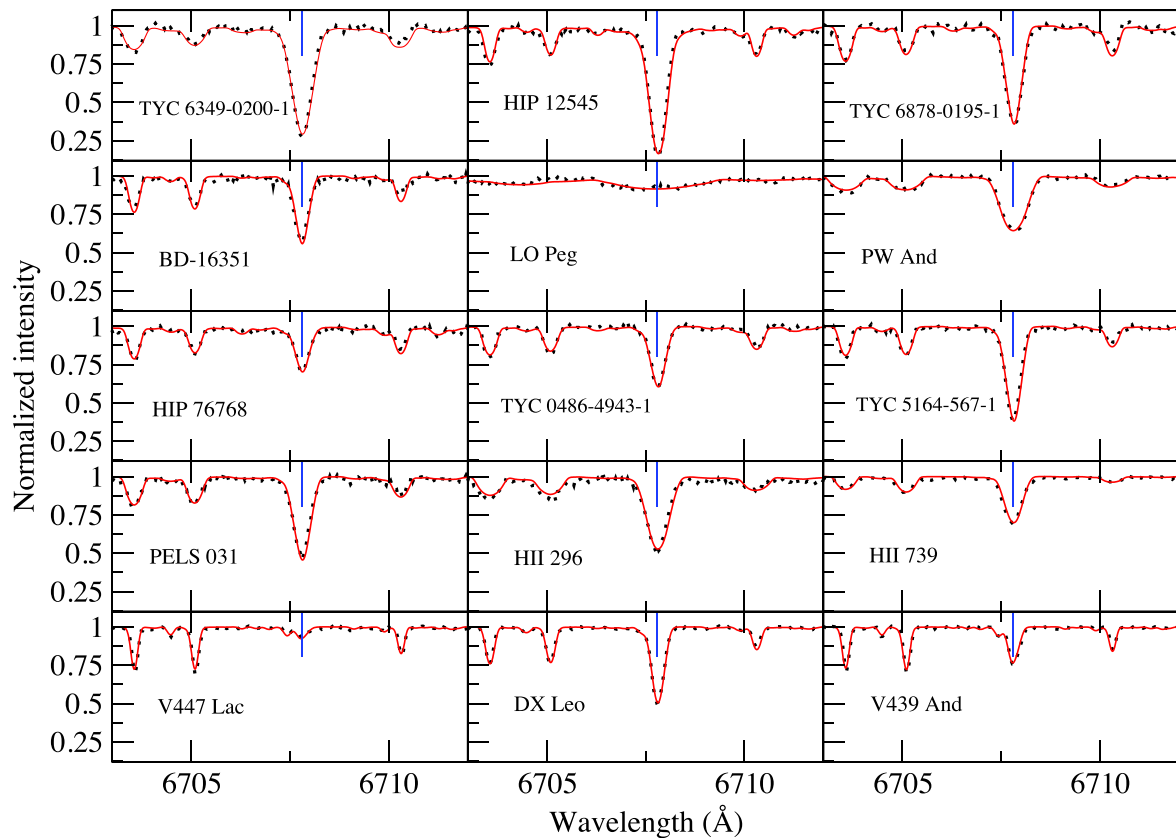
For all stars in the sample, we performed a secondary spectral analysis, using spectral synthesis from the 1D hydrostatic MARCS models of stellar atmospheres (Gustafsson et al. 2008). This analysis produced lithium abundances ( $A_{\text{Li}}$ ), in addition to  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $v \sin i$ , and microturbulence values. We used a grid of plane-parallel model

atmospheres in LTE, with solar abundances. The grid has steps of 250 K in  $T_{\text{eff}}$  and steps of 0.5 dex in  $\log g$  (note that specific abundances as well as metallicity – [Fe/H] – can be adjusted precisely through the spectral synthesis). To produce the high-resolution synthetic spectra of the lithium line region (at 6707.8 Å), we used the TURBOSPECTRUM code (Alvarez & Plez 1998) and an interpolation routine for MARCS model structures kindly provided by Masseron (private communication). Finally, we convolved the computed synthetic spectra with a Gaussian profile (in order to reproduce the instrumental profiles of ESPaDOs and Narval), and by a rotational profile (to account for rotational velocity). Details of the complete method and of the detailed atomic and molecular line lists (initially extracted from the VALD data base) can be found in Canto Martins et al. (2011). Fits to the Li lines are presented in Fig. 2.

This MARCS spectral synthesis analysis was done independently from the previously described analysis (ZEEMAN spectral synthesis



**Figure 1.** Sample fit of the synthetic spectrum (red line) to the observation (black points) for HIP 12545.



**Figure 2.** Lithium line fits for the stars in this study, obtained with MARCS spectral synthesis. Observations are dotted lines, the fits are solid lines and the Li line position is indicated by a thin vertical (blue) line.

analysis). It then provided a crosscheck for all the stellar parameters produced through the ZEMAN spectral synthesis. Indeed  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $v \sin i$ , and microturbulence velocity have also been determined using MARCS synthetic spectra (mainly from the lithium line region, with checks from regions around the Ca infrared – IR – triplet and  $\text{H}\beta$ ). The stellar parameters derived from MARCS spectral synthesis have been used for the  $A_{\text{Li}}$  determination. A conservative accuracy of 0.15 dex has been adopted for the  $A_{\text{Li}}$  determinations, considering an accuracy of 50 K on  $T_{\text{eff}}$ ; 0.5 dex on  $\log g$ ; 0.15 dex on  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ;  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  on  $v \sin i$ ;  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  on microturbulence velocity.

### 3.1.3 Spectroscopic comparison

In general, a good agreement for all the stellar parameters was found between the two approaches (ZEMAN versus MARCS spectral synthesis). Some specific cases, however, present discrepancies on some parameters. Our  $v \sin i$ , measurements are consistent within  $1\sigma$  for all stars except LO Peg, where we disagree at  $1.9\sigma$  ( $73.1 \pm 1.1$  and  $67 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ ). The  $v \sin i$ , value of Barnes et al. (2005,  $65.84 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$ ) is smaller than both our values, but consistent with the MARCS value. LO Peg has the broadest line profiles, and the line profiles most affected by spots. Thus it is not surprising that our methods disagree slightly, due to the distorted line profiles. Our measurements of microturbulence agree typically within  $1\sigma$ , and always within  $1.5\sigma$ . Our  $\log g$  measurements always agree within  $1\sigma$ . This suggests we may have overestimated the uncertainties on  $\log g$ ; however, in the interest of caution we retain the current values. Our  $T_{\text{eff}}$  values generally agree within  $1\sigma$ ; however, there are a few significant disagreements. Our results disagree at  $3\sigma$  ( $\sim 300 \text{ K}$ :  $6066 \pm 89$  and  $5750 \pm 50 \text{ K}$ ) for HII 739. This star is a spectroscopic binary, with a small radial velocity separation, and the lines of the two components largely superimposed. Since the analyses use different selections of lines in different wavelength windows this produces different results. We adopt the hotter  $T_{\text{eff}}$ , obtained from the bluer part of the spectrum, as this is likely less influenced by contamination from the secondary. There is a significant disagreement in our  $T_{\text{eff}}$  for LO Peg, by  $3.5\sigma$  ( $500 \text{ K}$ :  $4739 \pm 138$  and  $5250 \pm 50 \text{ K}$ ). This is likely due to the large distortions to the line profiles by star spots, and blending of lines due to the large  $v \sin i$ . We adopt the value based on the larger number of spectral lines, which should mitigate the impact of line profile distortions, and this value is consistent with the literature values (Jeffries et al. 1994; Bailer-Jones 2011; McCarthy & White 2012). However, this difference may represent a real uncertainty on the  $T_{\text{eff}}$  of LO Peg, due to its large spots. For BD-16351 the  $T_{\text{eff}}$  measurements differ by  $1.8\sigma$  ( $210 \text{ K}$ :  $5211 \pm 109$  and  $5000 \pm 50 \text{ K}$ ); however, there is no clear error with either value. da Silva et al. (2009) find a  $T_{\text{eff}}$  of  $5083 \text{ K}$  for BD-16351, approximately halfway between our values. Our  $T_{\text{eff}}$  measurements for HII 296 differ by  $2.1\sigma$  ( $236 \text{ K}$ :  $5236 \pm 101$  and  $5000 \pm 50 \text{ K}$ ), again with no clear errors in either value. Several literature  $T_{\text{eff}}$  measurements exist for HII 296, which fall in the range  $5100\text{--}5200$  (Cayrel de Strobel 1990; Cenarro et al. 2007; Soubiran et al. 2010; Prugniel, Vauglin & Koleva 2011), thus between our two values but favouring the higher value. The formal disagreements in  $T_{\text{eff}}$  for BD-16351 and HII 296 are acceptable, and are likely a reflection of the real systematic uncertainties involved. Ultimately we adopt the  $T_{\text{eff}}$  values from the ZEMAN analysis, in order to provide a homogeneous set of values, since the values are largely consistent, and of comparable quality.

## 3.2 H–R diagram and evolutionary tracks

### 3.2.1 H–R diagram positions

Absolute luminosities for the stars in this sample were derived from  $J$ -band photometry, from the 2MASS project (Cutri et al. 2003). IR photometry is preferable to optical photometry since it is likely impacted less by star spots. This is because the brightness contrast between spots and the quiescent photosphere is less in the IR. The stars are all nearby, so interstellar extinction is likely negligible. However, IR photometry further mitigates any possible impact of extinction. Finally, 2MASS provides a homogeneous catalogue of data for the stars in our study. The bolometric correction from Pecaut & Mamajek (2013) was used combined with our effective temperatures (from Section 3.1). Pecaut & Mamajek (2013) include results for the 2MASS  $J$  band, and for PMS stars. We assume reddening is negligible, since the stars are all near the Sun ( $< 130 \text{ pc}$ ). From this we calculate the absolute luminosities, presented in Table 2.

Six stars have precise, reliable *Hipparcos* parallax measurements. We use the re-reduction of the *Hipparcos* data by van Leeuwen (2007). The star TYC 6349-0200-1 does not have a *Hipparcos* measurement, but it has a physical association with HD 199143 (van den Ancker et al. 2000), which was observed by *Hipparcos*. Therefore we use the parallax of HD 199143 for TYC 6349-0200-1 (e.g. Evans et al. 2012). For the Pleiades, there has been a longstanding disagreement regarding the distance, particularly between the *Hipparcos* parallax of van Leeuwen (2009) and the *HST* trigonometric parallax of Soderblom et al. (2005). The recent VLBI parallax of Melis et al. (2014) strongly supports the *HST* value, thus we adopt their value and take the uncertainties on stellar distances as their estimate of the dispersion in cluster depth. The difference between these distances is  $\sim 10$  per cent, and this degree of uncertainty has no major impact on our results. For the other stars we use the dynamical distances, mostly from Torres et al. (2008), supplemented by Montes et al. (2001) and Torres et al. (2006). These dynamical distances are based on the proper motion of a star, and are the distance to the star that makes its real space velocity closest to that of its association's velocity. For these dynamical distances we adopt a 20 per cent uncertainty, which is a conservative assumption since the authors do not provide uncertainties. The adopted distances are included in Table 3.

With absolute luminosities and effective temperatures, we can infer stellar radii from the Stefan–Boltzmann law. We can also use this information to place the stars on an H–R diagram, shown in Fig. 3. By comparison with theoretical evolutionary tracks we can estimate the masses of the stars.

### 3.2.2 Evolutionary models

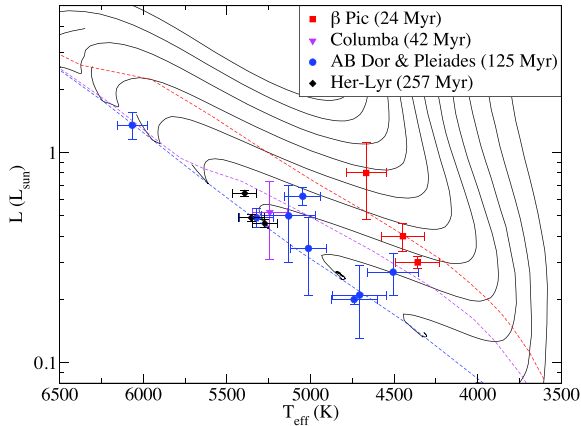
We used a grid of evolutionary tracks to be published in Amard et al. (in preparation). Standard stellar evolution models with masses from  $0.5$  to  $2 M_{\odot}$  were computed with the STAREVOL V3.30 stellar evolution code. The adopted metallicity is  $Z = 0.0134$ , which corresponds to the solar value when using the Asplund et al. (2009) reference solar abundances. The adopted mixing length parameter  $\alpha_{\text{MLT}} = 1.702$  is obtained by calibration of a classical (without microscopic diffusion) solar model that reproduces the solar luminosity and radius to  $10^{-5}$  precision at  $4.57 \text{ Gyr}$ . The models include a non-grey atmosphere treatment following Krishna Swamy (1966). Mass-loss is accounted for starting at the ZAMS following Reimers (1975). The convective boundaries are fixed by the Schwarzschild criterion, and the local convective velocities are given by the mixing length theory.



**Table 3.** Literature fundamental parameters for the stars in our sample.

Star	Assoc.	Age (Myr)	Distance (pc)	Distance method
TYC 6349-0200-1	$\beta$ Pic	$24 \pm 3^1$	$45.7 \pm 1.6^{2,3}$	Assoc. Parallax
HIP 12545	$\beta$ Pic	$24 \pm 3^1$	$42.0 \pm 2.7^2$	Parallax
TYC 6878-0195-1	$\beta$ Pic	$24 \pm 3^1$	$79 \pm 16^4$	Dynamical
BD-16351	Columba	$42 \pm 6^1$	$78 \pm 16^5$	Dynamical
LO Peg	AB Dor	$120 \pm 10^6$	$40.3 \pm 1.1^2$	Parallax
PW And	AB Dor	$120 \pm 10^6$	$30.6 \pm 6.1^7$	Dynamical
HIP 76768	AB Dor	$120 \pm 10^6$	$40.2 \pm 4.4^2$	Parallax
TYC 0486-4943-1	AB Dor	$120 \pm 10^6$	$71 \pm 14^5$	Dynamical
TYC 5164-567-1	AB Dor	$120 \pm 10^6$	$70 \pm 14^5$	Dynamical
HII 739	Pleiades	$125 \pm 8^8$	$136.2 \pm 2.3^9$	Assoc. Parallax
PELS 031	Pleiades	$125 \pm 8^8$	$136.2 \pm 2.3^9$	Assoc. Parallax
HII 296	Pleiades	$125 \pm 8^8$	$136.2 \pm 2.3^9$	Assoc. Parallax
V447 Lac	Her-Lyr	$257 \pm 46^{10}$	$46.4 \pm 0.5^2$	Parallax
DX Leo	Her-Lyr	$257 \pm 46^{10}$	$56.2 \pm 0.6^2$	Parallax
V439 And	Her-Lyr	$257 \pm 46^{10}$	$73.2 \pm 0.6^2$	Parallax

Age references: <sup>1</sup>Bell, Mamajek & Naylor (2015), <sup>6</sup>Luhman, Stauffer & Mamajek (2005) and Barenfeld et al. (2013), <sup>8</sup>Stauffer, Schultz & Kirkpatrick (1998), <sup>10</sup>López-Santiago et al. (2006) and Eisenbeiss et al. (2013). Distance references: <sup>2</sup>van Leeuwen (2007), <sup>3</sup>van den Ancker et al. (2000), <sup>4</sup>Torres et al. (2006), <sup>5</sup>Torres et al. (2008), <sup>7</sup>Montes et al. (2001), <sup>9</sup>Melis et al. (2014).



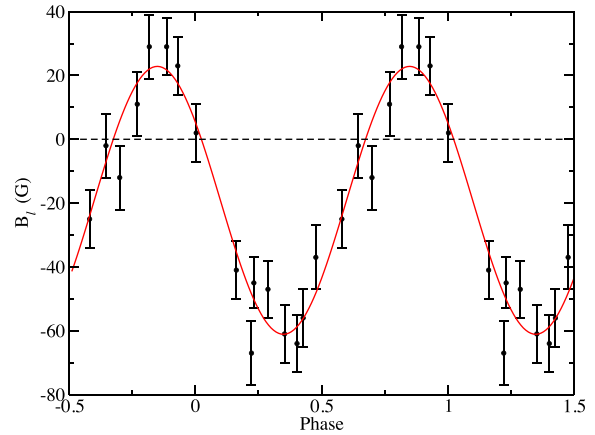
**Figure 3.** H–R diagram for the stars in this study. Evolutionary tracks (solid lines) are from Amard et al. (in preparation), and are shown for  $0.1 M_{\odot}$  increments from 0.5 to  $1.5 M_{\odot}$ . Isochrones are shown for 24 Myr ( $\beta$  Pic), 42 Myr (Columba), and the ZAMS. Stars grouped by association and age, as indicated.

This allows us to compute the convective turnover time-scale at one pressure scaleheight above the base of the convective envelope, for each timestep:

$$\tau_{H_p} = \alpha H_p(r) / V_c(r), \quad (1)$$

where  $V_c(r)$  is the local convective velocity as given by the mixing length theory formalism at one pressure scaleheight above the base of the convective envelope,  $H_p(r)$  is the local pressure scaleheight, and  $\alpha$  is the mixing length parameter. This choice of convective turnover time-scale is discussed in Appendix D.

In order to derive an estimate of the masses and convective turnover time-scales (and hence Rossby numbers) for the stars in our sample, we use the maximum-likelihood method described in



**Figure 4.** Longitudinal magnetic field measurements for TYC 6349-200-1, phased with the rotation periods derived in Section 4.3. The solid line is the fit through the observations. Figures for the full sample can be found in Appendix A.

Valle et al. (2014). We based our estimates upon  $T_{\text{eff}}$  and luminosity, and the associated error bars derived from our analysis.

### 3.2.3 Comparison to association isochrones

From these model evolutionary tracks we computed isochrones for the age of each association. Comparing the observed stars positions on the H–R diagram with the model association isochrones, we find that the H–R diagram positions are consistent with the adopted ages for most stars. This supports the association memberships of those stars. However a few stars disagree with their isochrones by more than  $2\sigma$ , suggesting unrecognized systematic errors, or underestimated uncertainties. HII 739 appears to sit well above the association isochrone (at the ZAMS for that  $T_{\text{eff}}$ ), but it is a binary. HIP 12545 sits somewhat below the association isochrone

by slightly more than  $2\sigma$ , possibly suffering some extinction, but still is well above the ZAMS. HIP 76768 sits marginally above its isochrone (at the ZAMS), but by less than  $2\sigma$ . PELS 031 also sits above its isochrone, by  $2\sigma$ ; however, there is no clear evidence that it is a spectroscopic binary. These discrepancies are not due to metallicity, since the members of one association should have the same metallicity, and there is no observational evidence for significantly non-solar metallicities in our sample. For the most discrepant cases, HII 739 and HIP 12545, we derive the stellar parameters using  $T_{\text{eff}}$  and the age of their association, rather than luminosity. For these two stars we also adopt the radii from the evolutionary tracks rather than Stefan–Boltzmann law.

We use the masses derived from the H–R diagram and the stellar radii to calculate a  $\log g$  for the stars. Comparing this with the spectroscopic  $\log g$  we derived earlier shows that the values are consistent. For the binary HII 739, this is only true if we use values based on  $T_{\text{eff}}$  and age, rather than luminosity. Many of the  $\log g$  values from evolutionary radii and masses are formally more precise than the spectroscopic values; however, we prefer the spectroscopic values for this study as they have fewer potential sources of systematic uncertainty.

## 4 SPECTROPOLARIMETRIC ANALYSIS

### 4.1 Longitudinal magnetic field measurements

Measurements of the longitudinal component of the magnetic field, averaged across the stellar disc, were made from all the individual LSD profiles. This provides much less information than a full ZDI map, but it depends much less on other stellar parameters (e.g. rotation period, inclination,  $v \sin i$ ). The longitudinal magnetic field was measured using the first-order moment method (e.g. Rees & Semel 1979), by integrating the (continuum normalized) LSD profiles  $I/I_c$  and  $V/I_c$  about their centre-of-gravity ( $v_0$ ) in velocity ( $v$ ):

$$B_\ell = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int (v - v_0) V(v) dv}{\lambda g_f c \int [1 - I(v)] dv}. \quad (2)$$

Here the longitudinal field  $B_\ell$  is in Gauss,  $c$  is the speed of light, and  $\lambda$  (the central wavelength, expressed in nm) and  $g_f$  (the Landé factor) correspond to the normalization values used to compute the LSD profiles (see Section 2.2). The integration range used to evaluate the equation was set to include the complete range of the absorption line in  $I$ , as well as in  $V$ . The resulting measurements of  $B_\ell$  are summarized in Table 4 and plotted, folded with the stellar rotation periods (see Section 4.3), in Fig. 4 as well as Figs A2 and A3.

The longitudinal magnetic fields, which vary due to rotational modulation, were used to determine a rotation period for each star. This was done by generating periodograms, using a modified Lomb–Scargle method, for each star. The periodograms were generated by fitting sinusoids through the data using a grid of periods, thus producing periodograms in period and  $\chi^2$ . The sinusoids were in the form

$$\sum_{l=0}^n a_l \sin^l(p + \phi), \quad (3)$$

where  $n$  is the order of the sinusoid used,  $a_l$  and  $\phi$  are free parameters, and  $p$  is the period for each point on the grid. This formalism has the advantage of easily accounting for magnetic fields with significant quadrupolar or octupolar components, and reduces to a Lomb–Scargle periodogram when  $n = 1$ . Searches for a period

**Table 4.** Derived magnetic properties for the stars in our sample. The maximum disc integrated longitudinal magnetic field is in column 2, and the amplitude of variability in the longitudinal field is in column 3. The surface-averaged large-scale magnetic field strength from the ZDI map is in column 4, and the maximum field value from the ZDI map is in column 5. The remaining columns present the percent of the magnetic energy in different components of the field.

Star	$B_{l, \text{max}}$ (G)	$B_{l, \text{range}}$ (G)	$B$ ZDI (G)	$B_{\text{peak}}$ ZDI (G)	Pol. (per cent tot)	Tor. (per cent tot)	Dip. (per cent pol)	Quad. (per cent pol)	Oct. (per cent pol)	Axisym. (per cent tot)	Axisym. (per cent pol)	Axisym. (per cent tor)	Axisym. (per cent dip)
TYC 6349-0200-1	65	95	59.8	184.6	77.9	22.1	68.2	8.5	6.3	30.2	22.6	57.1	28.9
HIP 12545	68	40	115.7	418.4	57.0	43.0	57.0	16.4	11.6	59.6	39.6	86.0	64.6
TYC 6878-0195-1	58	92	55.3	198.2	69.0	31.0	71.5	10.7	6.3	36.0	17.8	76.6	21.1
BD-16351	59	116	49.0	209.3	61.8	38.2	55.2	24.9	8.9	41.1	8.9	93.1	10.5
LO Peg	150	150	139.6	793.4	63.2	36.8	35.4	9.4	7.3	42.5	38.9	48.6	80.4
PW And	125	175	125.8	503.6	75.7	24.3	60.4	11.8	4.4	25.6	17.0	52.4	24.8
HIP 76768	80	66	112.8	400.7	37.4	62.6	78.5	5.3	6.7	83.7	69.3	92.3	84.1
TYC 0486-4943-1	28	48	25.0	111.5	75.7	24.3	39.3	27.9	20.2	24.8	11.5	66.4	6.5
TYC 5164-567-1	43	46	63.9	145.5	89.4	10.6	74.2	10.4	8.5	67.3	70.6	40.0	88.8
HII 739	15	28	15.4	48.3	71.1	28.9	26.8	16.5	23.7	26.7	19.1	45.2	51.1
PELS 031	26	37	44.1	124.2	31.2	68.8	21.5	15.9	17.9	75.6	31.6	95.6	58.2
HII 296	50	50	80.4	273.6	89.5	10.5	62.7	14.7	10.8	42.1	42.8	35.9	60.1
V447 Lac	13	14	39.0	98.8	15.0	85.0	29.9	35.2	21.6	92.3	58.0	98.4	75.3
DX Leo	18	36	29.1	83.0	83.1	17.0	71.2	16.1	4.6	8.0	1.9	37.8	2.0
V439 And	13	11	13.9	40.2	59.4	40.6	72.3	16.2	5.2	80.0	73.0	90.4	83.3



began with  $n = 1$ , and if no adequate fit to the observations could be obtained, the order was increased to a maximum of  $n = 3$ .

These results usually produced well-defined minimum in  $\chi^2$ , often with harmonics at shorter periods. However the results for five stars were ambiguous (HIP 12545, PELS 031, HII 296, HII 739, and V447 Lac), with comparable  $\chi^2$  minima at multiple periods. For stars with a well-defined minimum, we can use the change in  $\chi^2$  from that minimum to provide uncertainties on the period (e.g. Press et al. 1992). The periods found here typically have less precision than the literature photometric period estimates. This is a consequence of the relatively short time-span over which the observations were collected (typically one to two weeks).

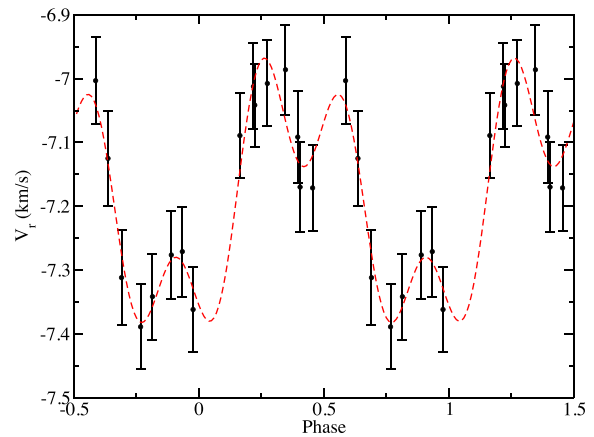
For three stars, our adopted period (see Section 4.3 and Appendix A) produced a particularly poor phasing of the  $B_\ell$  curves. For LO Peg, the rotation period is well established both by Barnes et al. (2005) and by our ZDI results. While there is a lot of apparent scatter in the  $B_\ell$  curve, the first-order fit produces  $\chi^2_v = 1.1$ . The  $B_\ell$  curve of HIP 12545 appears, by eye, to indicate a harmonic of the true period. However examining the phasing of LSD profiles shows a consistent phasing at this period and inconsistent phasings at the possible alternatives; thus, this must be the correct period. For HII 739, there is very little variation in the longitudinal field curve, with the exception of two observations obtained 10 d earlier than the rest of the data. There is much clearer variability in the LSD  $V$  profiles, and modelling those is what the period was principally based on; however, noise is a limiting factor in our analysis of this star.

We find a wide range of longitudinal magnetic fields. The strongest star reaches a  $B_\ell$  of 150 G, most stars at most phases have  $B_\ell$  of a few tens of gauss, and a few stars have  $B_\ell$  below 10 G at many phases, as summarized in Table 4. We consider the maximum observed  $B_\ell$  as a proxy for the stellar magnetic field strength, to mitigating geometric effects and rotational variability (similar to, e.g. Marsden et al. 2014). In the maximum  $B_\ell$ , two stars exceed 100 G, four stars are below 20 G, and the median is  $\sim 50$  G. There is an approximate trend of weakening maximum  $B_\ell$  with age, the youngest ( $\sim 20$  Myr) stars have stronger fields than the oldest ( $\sim 257$  Myr); however, there is a very large scatter for the intermediate age stars ( $\sim 120$  Myr). There is also a weak trend in rotation rate, with the fastest rotating stars having the strongest fields. A clearer correlation in decreasing  $B_\ell$  with Rossby number is found. More detailed magnetic results, accounting for magnetic and stellar geometry, are presented in Section 5.

#### 4.2 Radial velocity

Radial velocities for each observation were measured from the LSD profiles. These values were measured by fitting a Gaussian line profile to the Stokes  $I$  LSD profile, which effectively uses the Gaussian fit to find the centroid of the profile. The radial velocity variability observed is not a real variation in the velocity of the star (with the partial exception of close binaries), but rather due to distortions in the line profile from spots on the stellar surface. These distortions are modulated with the rotation period of the star, and thus the apparent radial velocity variation can be used to measure the rotation period of the star.

The same modified Lomb–Scargle analysis method that was used to derive a period from the longitudinal field measurements was applied to the radial velocity measurements. See Fig. 5 for an example. The surface spot distribution is generally more complex than the large-scale magnetic field distribution, and consequently the results of this analysis were more ambiguous than they were for the magnetic field analysis. Six stars displayed periodograms with mul-



**Figure 5.** Radial velocity measurements for TYC 6349-200-1, phased with the rotation period derived in Section 4.3. The dashed line is a second-order sine fit through the observations.

multiple ambiguous  $\chi^2$  minima (HIP 12545, BD-16351, PELS 031, HII 296, HII 739, and V447 Lac). However, the periods found from the magnetic analysis were always consistent with one of the stronger minima from radial velocity. Thus the apparent radial velocity variability supports periods based on the longitudinal magnetic fields, but is not always sufficient to determine a period on its own.

The observation that radial velocity variability is more ambiguous and less sensitive to rotation periods than magnetic variability has important implications for surveys aimed at characterizing planets around active stars. This implies that spectropolarimetric observations are much more useful for characterizing the stellar part of the variability than simple spectroscopic observations.

#### 4.3 Rotation period

All of the stars in our sample have literature rotation periods. However, there is the potential for large systematic errors in these periods. For example, nearly identical spot distributions on either side of a star can cause a period to be underestimated by a factor of 2. Indeed a few of the stars in our sample have conflicting literature periods. Having an accurate rotation period is critical for an accurate ZDI map so we verified and, when possible, rederived rotation periods for all the stars in the sample.

Our period search used three methods. The first technique was based on longitudinal magnetic field measurements, and is described in Section 4.1. This method has the advantage of being largely model independent; however, the method loses sensitivity for more complex magnetic geometries and for largely toroidal magnetic geometries. The second method was based on apparent radial velocity variability, as a measure of line profile variability due to spots (cf. Section 4.2). Most of the stars are only weakly spotted, and thus in many cases this variability is only weakly detected. Furthermore the variability in apparent radial velocity is usually more complex than the variability in the longitudinal magnetic field. Thus the radial velocity variability was only used to confirm the rotation period measurements from the other two methods. The third method was based on the ZDI analysis, searching for a period that produced the maximum entropy ZDI map (e.g. Petit et al. 2008). Details of the ZDI procedure are given in Section 5. Since we use the fitting routine of Skilling & Bryan (1984), entropy rather than  $\chi^2$  is the correct parameter to optimize. This rotation period search starts

with a grid of rotation periods, and for each period recomputes the phases of the observations, then runs ZDI. From this we produce a plot of entropy as a function of rotation period, and select the period that maximizes entropy. This method of period searching is more model dependent than the method based on longitudinal magnetic fields. However, this method is more sensitive when the magnetic field geometry is complex, since it consistently models all the information available in the Stokes  $V$  profiles.

In most cases, all the period estimates agree with the literature values. In a few cases, TYC 0486-4943-1, HII 739, and PELS 031, the literature periods were inconsistent with our observations. The final rotation periods we adopt are in Table 2. Detailed discussions of our analyses and comparisons with literature values for all the stars are given in Appendix A.

Emission indices were calculated for the Ca II H&K lines,  $H\alpha$ , and the Ca IR triplet, summarized in Appendix C. These quantities usually vary coherently with rotation phase, but do not do so in a simple fashion, and thus were not used for period determination.

Values for the inclination of the rotation axis with respect to the line of sight were derived using two methods. When possible, the value was based on  $v \sin i$  and the combination of radius and period to determine an equatorial velocity ( $v_{\text{eq}}$ ). However, in a few cases the radius was poorly constrained, either due to an uncertain magnitude in a binary system, or due to an uncertain distance to the star. In these cases a second method was used, looking for the inclination that maximizes entropy in ZDI. This was done in the same fashion as the ZDI period search, searching a grid of inclinations and selecting the one with the maximum entropy ZDI solution. This ZDI based inclination was checked against the inclination from  $v \sin i$ , radius and period, for cases with well-defined radii, and a good agreement was consistently found. The adopted best inclinations are given in Table 2, and in cases where the ZDI inclination was used, a discussion of the inclination determination is provided in Appendix A.

## 5 MAGNETIC MAPPING

### 5.1 ZDI model description

ZDI was used to reconstruct surface magnetic field maps for all the stars in this study. ZDI uses the observed rotationally modulated Stokes  $V$  line profiles, and inverts the time series of observations to derive the magnetic field necessary to generate them. We used the ZDI method of Semel (1989), Donati & Brown (1997), and Donati et al. (2006), which represents the magnetic field as a combination of spherical harmonics, and uses the maximum entropy regularization procedure described by Skilling & Bryan (1984). ZDI was performed using the Stokes  $V$  LSD profiles, which was necessary to provide sufficiently large S/N.

ZDI proceeds by iteratively fitting a synthetic line profile to the observations, subject to both  $\chi^2$  and the additional constraint provided by regularization, using the spherical harmonic coefficients that describe the magnetic field as the free parameters. Therefore the model line profile used is of some importance. We calculated the local Stokes  $V$  line profile, at one point on the stellar surface, using the weak field approximation:

$$V(\lambda) = -\lambda_o^2 \frac{g_f e}{4\pi m_e c} B_l dI/d\lambda, \quad (4)$$

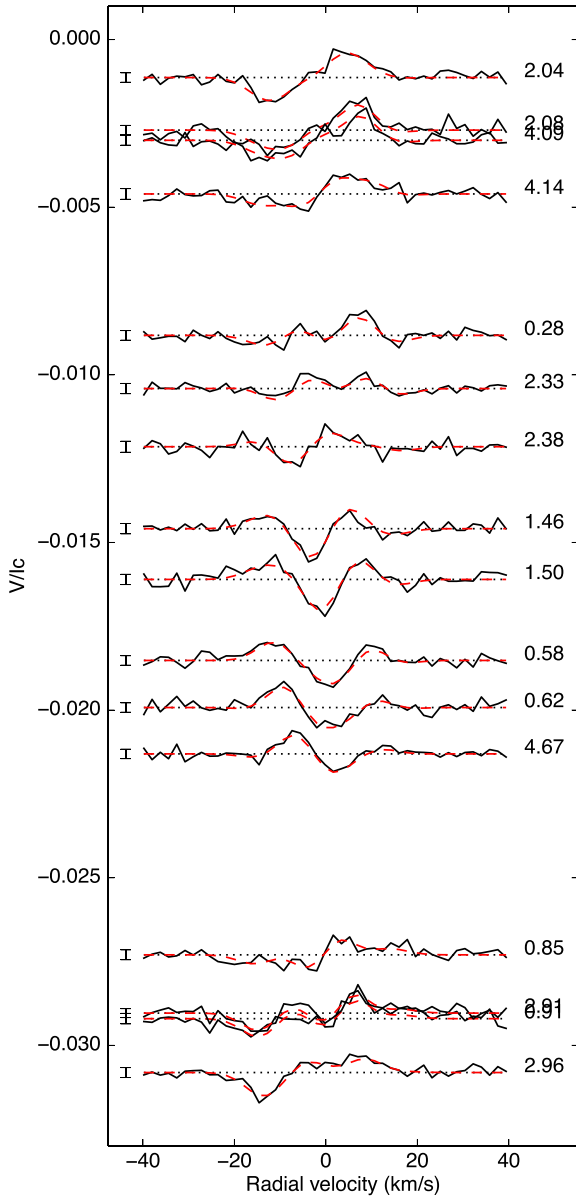
where  $\lambda_o$  is the central wavelength of the line,  $g_f$  is the mean Landé factor, and  $B_l$  is the line of sight component of the magnetic field.

The local Stokes  $I$  profile is approximated as a continuum level minus a Gaussian. The local line profiles are then weighted by the projected area and brightness of their surface element, calculated using a classical limb darkening law, and Doppler shifted by their rotational velocity. The local profiles are summed, and finally normalized by the sum of their continuum levels and projected cell areas to produce a final disc integrated line profile. In this study we have assumed surface brightness variations due to star spots are negligible. While these brightness variations are detectable in some Stokes  $I$  profiles, they are small (1–5 per cent of the line depth), and the impact of this variability would be lost in the noise of the observed Stokes  $V$  profiles ( $V$  profiles are typically observed with  $\sim 5\sigma$  precision per pixel).

Since we are modelling LSD profiles, the mean Landé factor and central wavelength used for the model line were set to the normalization values used for LSD (Kochukhov et al. 2010). The width of the Gaussian line profile was set empirically by fitting the line width of the very slow rotator  $\epsilon$  Eri (Jeffers et al. 2014), which has a spectral type typical of the stars in our sample (K2). LSD was applied to the spectrum of  $\epsilon$  Eri with the same normalization and line masks as used for the rest of the stars in this study. The ZDI model  $I$  line profile was then fit to the LSD  $I$  line profile of the star, providing a Gaussian line width. We also checked the line width used against theoretical models. A synthetic line profile was calculated using the ZEEMAN spectrum synthesis program for a star with  $T_{\text{eff}} = 5000$  K,  $\log g = 4.5$ , and  $1.2 \text{ km s}^{-1}$  of microturbulence, approximately average for the stars in this study, but no rotation. The atomic data for this model line were taken to be the average of the atomic data used for the lines in the LSD line mask. Line broadening included the quadratic Stark, radiative, and van der Waals effects, as well as thermal Doppler broadening. This detailed synthetic line profile was then fit with the Gaussian ZDI line model, to find a theoretical best width for the ZDI line profile. Good agreement was found, with the theoretical width and the empirical width from  $\epsilon$  Eri differing by less than 10 per cent; thus, a full width at half-maximum of  $7.8 \text{ km s}^{-1}$  ( $1\sigma$  width of  $3.2 \text{ km s}^{-1}$ ) was adopted for the ZDI model line. Line depths were set individually for each star in the study, by fitting the central depth of the ZDI Stokes  $I$  line to the central depth of the average LSD  $I$  line profile.

For the stellar model we used in ZDI,  $v \sin i$  was taken from the spectroscopic analysis in Section 3.1. A linear limb darkening law was used with a limb darkening coefficient of 0.75, typical of a K star at our model line wavelength (Gray 2005). The ZDI maps are largely insensitive to the exact value of the limb darkening parameter (e.g. Petit et al. 2008). The inclination of the stellar rotation axis to the line of sight was determined from stellar radius and  $v \sin i$  from Section 3 and the rotation period used for the star was derived in Section 3. Differential rotation was assumed to be negligible; however, this will be investigated further in the next paper in this series. The exception to this is LO Peg, where a reliable literature differential rotation measurement exists.

The model star was calculated using 2000 surface elements of approximately equal area, and the spherical harmonic expansion was carried out to the 15th order in  $l$ . For our spectral resolution and local line width, and a typical  $v \sin i$  of  $10 \text{ km s}^{-1}$ , Morin et al. (2010) suggest that only the first  $\sim 8$  harmonics should carry any useful information (at a  $v \sin i$  of  $15 \text{ km s}^{-1}$  that becomes the first 10 harmonics). This matches our results, as in all cases the magnetic energy in the coefficients drops rapidly by fifth order, often sooner, with the coefficients being driven to zero by the maximum entropy regularization.



**Figure 6.** Sample ZDI fit for TYC 6349-200-1. The solid lines are the observed LSD  $V/I_c$  profile and the dashed lines are the fits. The profiles are shifted vertically according to phase and labelled by rotation cycle.

## 5.2 ZDI results

A sample ZDI fit is presented in Fig. 6. The resulting magnetic maps are presented in Figs A4 and A5. Several parameters describing the magnetic strength and geometry are given in Table 4. The mean magnetic field ( $\langle B \rangle$ ) is the global average strength of the (unsigned) large-scale magnetic field over the surface of the star (i.e. the magnitude of the magnetic vector averaged over the surface of the star). The field is broken into poloidal and toroidal components (as in Donati et al. 2006), into axisymmetric ( $m = 0$  spherical harmonics) and non-axisymmetric components, and the fraction of the magnetic energy (proportional to  $B^2$ ) in different components is given.

Note that in some cases, the values are considered as fractions of the total magnetic energy, and in some cases they are fractions of one component, such as the fraction of poloidal energy in the dipolar mode.

We find a wide range of magnetic strengths and geometries. Mean magnetic field strengths vary from 14 to 140 G, with some dependence on age and rotation rate. The magnetic field geometries vary from largely poloidal to largely toroidal. The majority (12/15) of the stars have the majority of their magnetic energy in poloidal modes; however, there are significant toroidal components found in many stars. There is a large range of observed axisymmetry, and the majority of the stars have the majority of their energy in non-axisymmetric components. There is also a wide range of complexity (dominant  $l$  order) to the fields. However, none of the observed stars are entirely dipolar or entirely axisymmetric. This diversity of magnetic properties is qualitatively typical of stars with radiative cores and convective envelopes (e.g. Donati & Landstreet 2009).

## 6 DISCUSSION

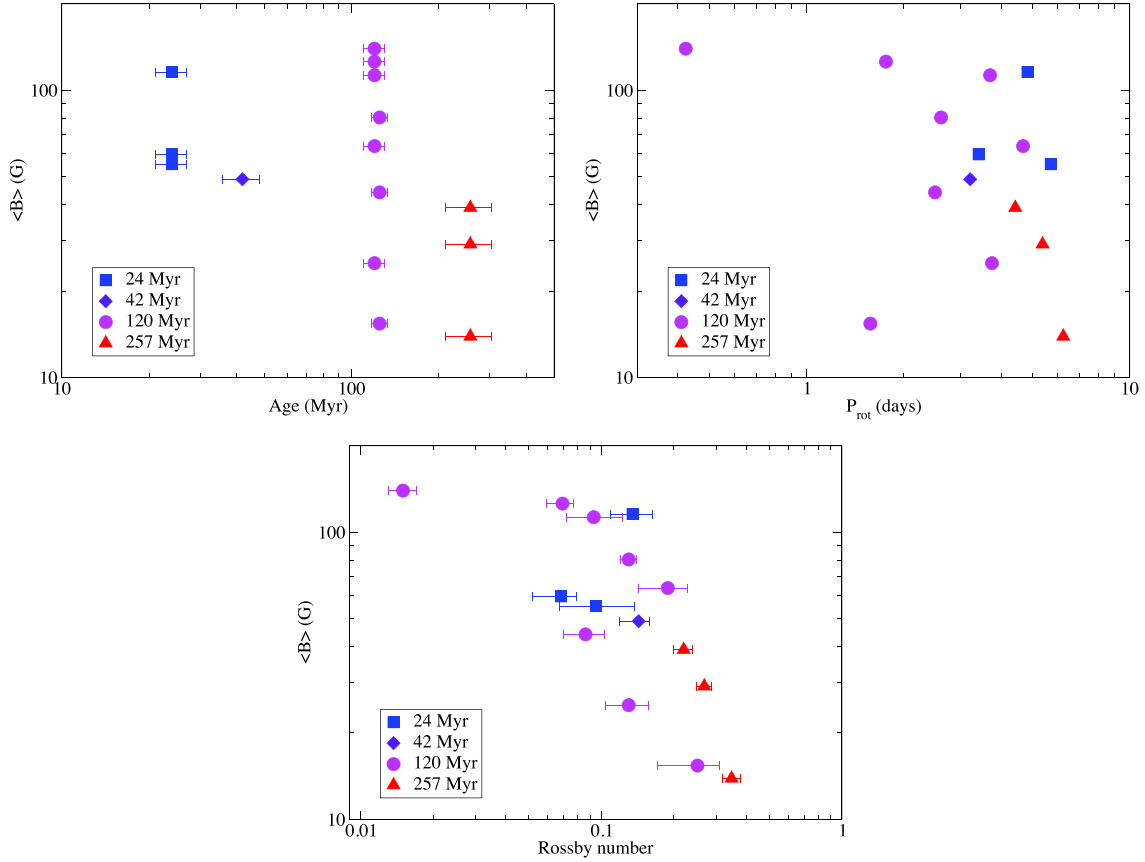
This discussion focuses on the large-scale magnetic properties of our sample, and trends in those properties with the physical parameters of age, rotation period, mass, and Rossby number. We then compare our results to those for younger TTS and older field stars, in order to provide a synthetic description of the magnetic evolution of solar-type stars from the early PMS to the end of the MS.

### 6.1 Magnetic trends in young stars

#### 6.1.1 Trends in magnetic strength

Several trends are apparent from our sample, that are illustrated in Fig. 7. We find a global decrease in the mean large-scale magnetic field strength with age from 20 to 250 Myr, even though a large scatter is seen at intermediate ages at around 120 Myr. 120 Myr is also the age with maximum scatter in rotation period. No clear trend between mean magnetic field strength and rotation period is seen in our limited sample. Similarly, we do not find any clear trend in magnetic field strength with just convective turnover time. However, conventional ( $\alpha$ - $\Omega$ ) dynamo generation is thought to be due to the combination of rotation and convection, which can be parametrized by the Rossby number of the star (the ratio of the rotation period to the convective turnover time:  $R_o = P_{\text{rot}}/\tau_{\text{conv}}$ ). We do find a significant trend in decreasing magnetic field strength with Rossby number, which appears to take the form of a power law. Fitting a power law (and excluding LO Peg, the fastest rotator) we find  $\langle B \rangle \propto R_o^{-1.0 \pm 0.1}$ . This is based on a  $\chi^2$  fit, and accounts for uncertainty in  $R_o$  but not the systematic uncertainty in  $\langle B \rangle$ , which is largely driven by long term variability; thus, the uncertainty on the power law may be underestimated. LO Peg, the outlier, has by far the lowest Rossby number in our sample, but has a comparable field strength to the other strongly magnetic stars in our sample. This suggests that we might be seeing evidence for the saturation of the global magnetic field strength and hence of the stellar dynamo. Saturation of Ca II H&K emission (Noyes et al. 1984), and X-ray flux (Pizzolato et al. 2003), is well established and typically happens around a Rossby number of 0.1.<sup>2</sup> Zeeman broadening measurements

<sup>2</sup> The exact value of the Rossby number is model dependent, since it depends on the prescription for convective turnover time. Thus it can vary by a factor of a few (see Appendix D).



**Figure 7.** Trends in global mean large-scale magnetic field strength with age, rotation period, and Rossby number for the stars in our sample. Different symbols correspond to different age bins.

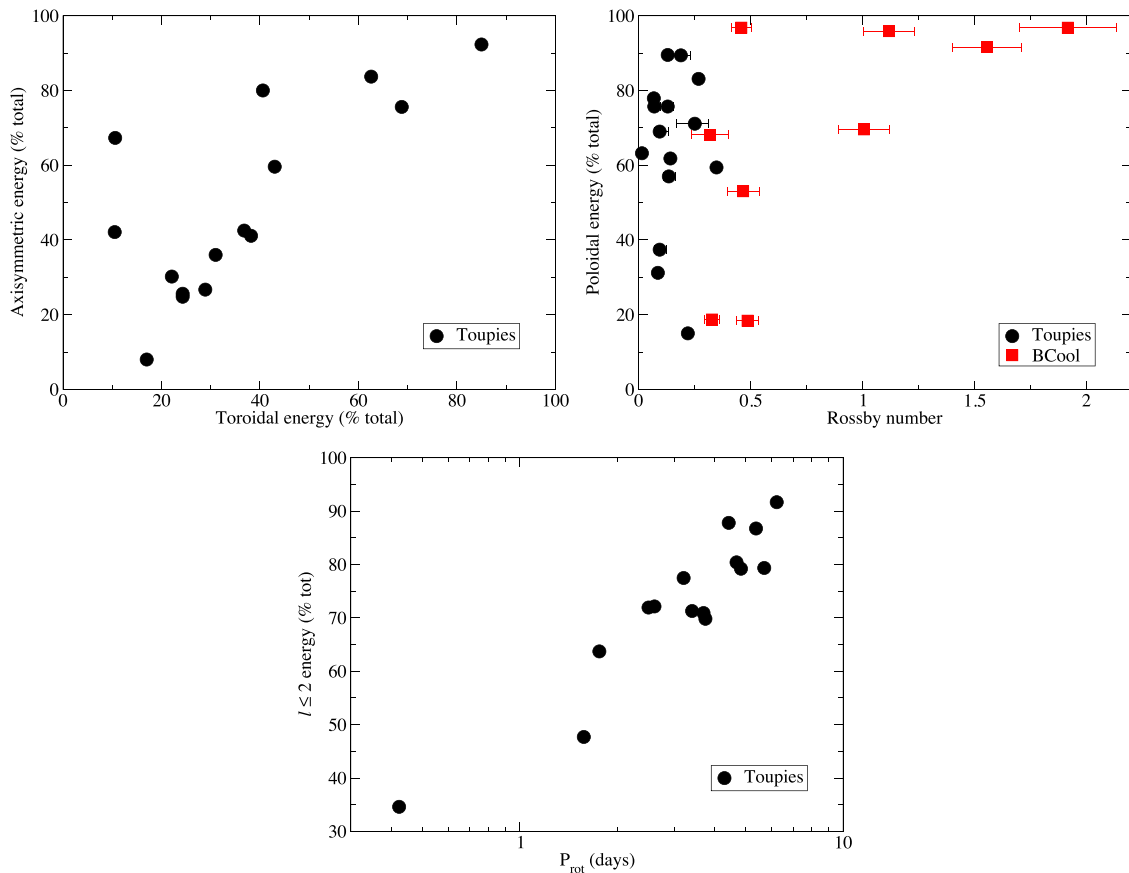
(Saar 1996, 2001; Reiners et al. 2009) have found some evidence for the saturation of the small-scale magnetic field, again around a Rossby number of 0.1, particularly for M-dwarfs. Evidence for saturation of the global magnetic field is good for fully convective M-dwarfs (Donati et al. 2008b; Morin et al. 2008; Vidotto et al. 2014). However, direct evidence for the saturation of the global magnetic field in stars with radiative cores remains tentative. Vidotto et al. (2014) studied a set of published ZDI results, which includes the data reported here, and found evidence for the global dynamo saturating near the same Rossby number as the X-ray flux. LO Peg adds a significant extra data point to support this trend. It is interesting that the X-ray flux, which is only indirectly related to the magnetic field, the small-scale magnetic field, and the large-scale magnetic field all show qualitatively similar behaviour with Rossby number.

### 6.1.2 Trends in magnetic geometry

Turning to magnetic topology, we find that stars with largely toroidal magnetic fields in our sample have largely axisymmetric geometries, as shown in Fig. 8. More specifically the toroidal components of the magnetic field are largely axisymmetric, and become more axisymmetric as they become more dominant. However, the axisymmetry of the poloidal component is independent of how toroidal the field is, thus the trend towards axisymmetry is driven by the toroidal

component. This is in line with similar results reported for a larger sample of late-type dwarfs by See et al. (2015), which also includes the results presented here. We also examined the fraction of magnetic energy contained in the poloidal component as a function of rotation period, shown in Fig. 8. No clear trend is seen in our sample, which encompasses a limited range of rotation periods from about 2 to 6 d. Indeed, within this period range, the fraction of magnetic energy contained in the poloidal component ranges from 15 to 90 percent. In order to enlarge the period range, we combine our sample with the slowly rotating stars reported by Petit et al. (2008), and with additional slow rotators from the BCool sample (Petit et al., in preparation; see Section 6.2). Petit et al. (2008) reported that slowly rotating stars have dominantly poloidal fields and rapidly rotating stars have dominantly toroidal fields. The stars of our HMS sample all lie in the fast portion of their parameter space and exhibit a large range of poloidal to toroidal ratios. If we consider the additional data from the BCool project, we do indeed find that very slow rotators are dominated by poloidal fields, but faster rotators have a wide range of mixed geometries. The transition from mixed topologies to dominantly poloidal fields seems to occur at roughly  $P_{\text{rot}} \approx 10\text{--}15$  d, in agreement with Petit et al. (2008). In Rossby number, this transition occurs roughly between 0.5 and 1.0 (cf. Fig. 8).

We examined the complexity of the reconstructed large-scale magnetic field, by considering the magnetic energy in all spherical



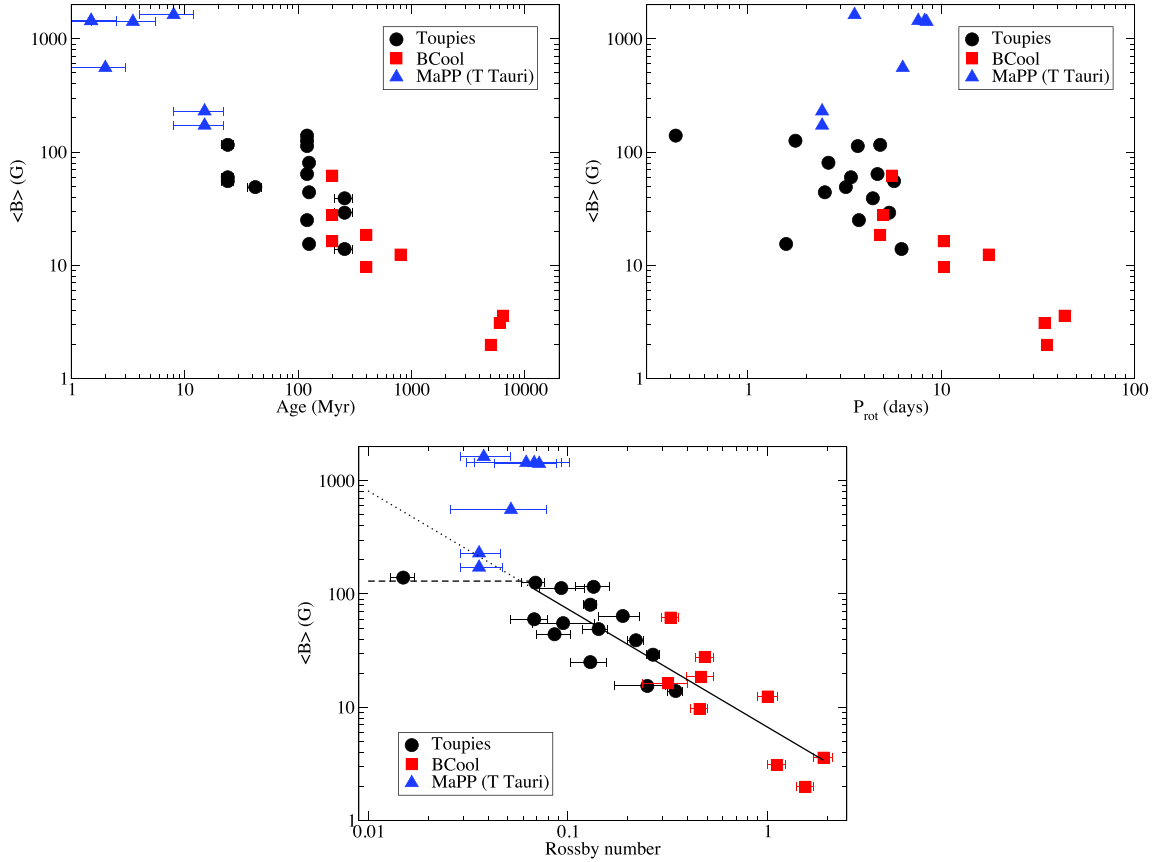
**Figure 8.** Trends in magnetic geometry. Left panel: the fraction of magnetic energy in axisymmetric modes as a function of the fraction of magnetic energy in toroidal modes (our data only). Right panel: the fraction of magnetic energy in poloidal modes as a function of Rossby number (our data and BCool data). A shift towards dominantly poloidal fields, from mixed toroidal-poloidal fields, is found for stars with long rotation periods. Bottom panel: fraction of magnetic energy in spherical harmonics of order  $l \leq 2$ , as a function of rotation period (our data only).

harmonic modes with  $l \leq 2$ . This includes dipolar and quadrupolar modes, and their corresponding toroidal modes. We find a trend towards decreasing complexity with increasing rotation period, illustrated in Fig. 8, and a similar trend with increasing Rossby number. Thus it may be that faster rotators, with stronger dynamos, have more complex magnetic fields. This is in contrast to the fully convective TTS that often have simple magnetic field geometries. However, the spatial resolution of ZDI is a function of the  $v \sin i$  of a star; thus, there is a potential systematic effect that could impact on this result. The correlation we find appears to be stronger with rotation period than  $v \sin i$ , and all our stars should have maps with a resolution higher than an  $l$  order of 2, thus this trend appears to be real. Nevertheless, we caution the reader that this result is tentative. A more detailed investigation, with an evaluation of potential systematics, is needed and planned for a forthcoming paper.

### 6.1.3 Implications for models

Barnes (2003) identified the C and I sequences of, respectively, fast and slow rotating young MS stars. In an attempt to reproduce these sequences, Brown (2014) proposed the ‘Metastable Dynamo

Model’ of rotational evolution. In this model, stars are initially very fast rotators and are weakly coupled to their winds. Eventually, stars *randomly* switch to being strongly coupled to their wind, and then quickly spin down. The difference between the weakly and strongly coupled modes is ascribed to different magnetic topologies, hypothetically corresponding to different dynamo modes. However, within our sample we find no strong differences in magnetic geometry between very fast rotators ( $P_{\text{rot}} < 2$  d) and moderate rotators ( $P_{\text{rot}} > 2$  d), which would essentially correspond to the transition between the C and I sequences of Barnes (2003). There is a significant transition to dominantly poloidal fields at large Rossby numbers or equivalently large rotation periods (Fig. 8), but that occurs at rotation periods of  $\sim 10$ – $15$  d (cf. Table 2), which is much beyond the line between the C and I sequences. We do find a general trend towards magnetic geometries with more energy in higher spherical harmonics for shorter rotation periods (Fig. 8). These more complex fields could be of interest for producing fast rotators that are more weakly coupled to their wind for their global magnetic field strength. But this trend appears to be continuous over a wide range of rotation, so it is not clear how it would produce a bimodal distribution, and this result is very tentative, as discussed above. Our current results thus do not provide clear evidence to support



**Figure 9.** Trend in mean large-scale magnetic field strength with age, rotation period, convective turnover time, and Rossby number. Black circles are from our sample (the TOUPIES observational project), while red squares are additional field stars we consider from the BCool project. Blue triangles are TTS from the MaPP project. In the bottom panel, the solid line is the best-fitting power law, the dotted line is an extrapolation of this fit, and the dashed line is a hypothetical saturation value for the large-scale magnetic field. The TTS are fully convective, and are exceptions to the trends in rotation period and Rossby number.

the Metastable Dynamo Model. Additional planned observations of both faster and slower rotators, with ages extending up to 600 Myr, may provide additional constraints.

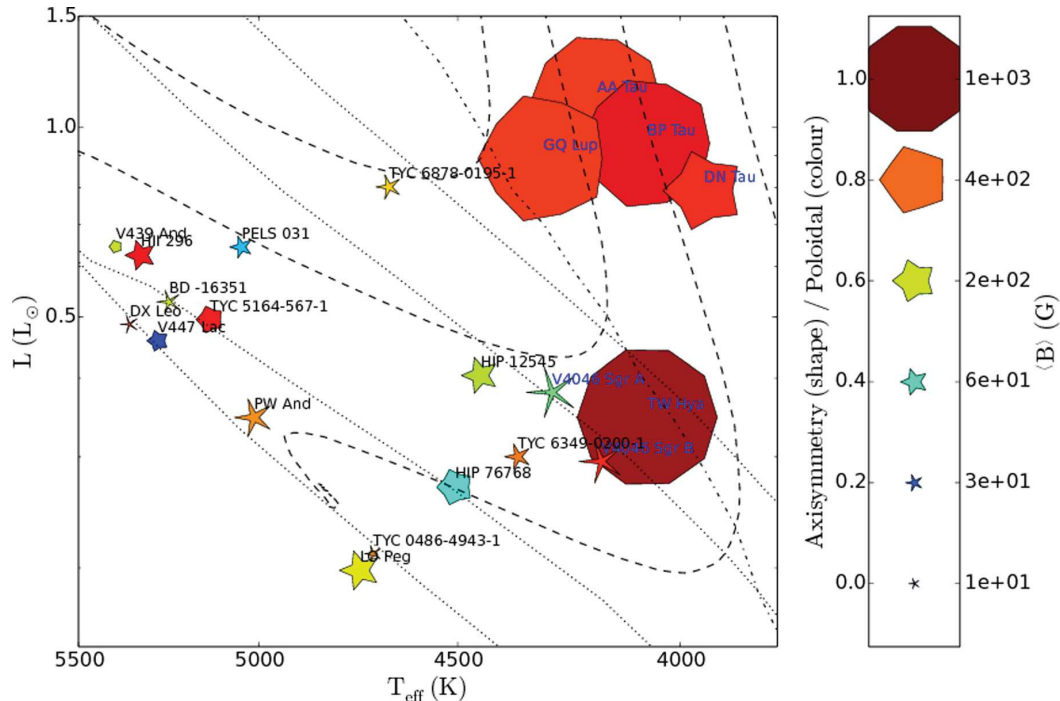
## 6.2 Comparison with older field stars

One of the limitations of our current sample is that it is still a modest size, and is focused mostly on young quickly rotating stars. Stronger conclusions can be drawn by adding older more slowly rotating stars from previous studies. We selected stars from the BCool sample (see Marsden et al. 2014, for the first major paper in the series), which are mostly field MS stars with ages of a few Gyr. This is an excellent comparison sample, as the observations were obtained with the same instruments and observing strategy as our observations, and the same analysis techniques were used to derive magnetic maps for the stars. We specifically focus on stars in a similar mass range as our sample:  $0.7\text{--}0.9 M_{\odot}$ , using the objects HD 22049 ( $\epsilon$  Eri; Jeffers et al. 2014), HD 131156A ( $\xi$  Boo A; Petit et al. 2005; Morgenthaler et al. 2012), HD 131156B ( $\xi$  Boo B; Petit et al., in preparation), HD 201091 (61 Cyg A; Boro Saikia et al., in preparation; Petit et al., in preparation), HD 101501, HD 10476,

HD 3651, HD 39587, and HD 72905 (Petit et al., in preparation). Ages for the stars are taken from Mamajek & Hillenbrand (2008) based on chromospheric activity. Since these stars are on the MS, and typically the younger half of the MS, H–R diagram ages are highly uncertain. The exception to this is HD 201091, where we use the more precise age of Kervella et al. (2008), based on an interferometric radius.

With these added stars, we see a much clearer trend in large-scale magnetic field strength with rotation period, as illustrated in Fig. 9, while the trends in magnetic field strength with age and Rossby number are further supported. There is still no clear correlation between magnetic field strength and convective turnover time, largely because the BCool stars have the same range of turnover times as our sample. The added stars have a much stronger correlation between rotation period and age, since by these older ages the rotation rates of the stars have largely converged to a single sequence. The correlation of magnetic field strength with age and with rotation rate agree with the results from Vidotto et al. (2014); however, they considered a much larger mass range (from  $\sim 0.2$  to  $\sim 1.3 M_{\odot}$ ), and some of our early results were included in that paper.





**Figure 10.** Magnetic parameters plotted for different physical parameters. Stars labelled in blue are from the MaPP project, stars labelled in red are from the BCool project, and stars labelled in black are from our study. Symbol size indicates mean magnetic strength, symbol colour indicates how poloidal the magnetic field is (red is more poloidal and blue is more toroidal), and symbol shape indicates how axisymmetric the poloidal component of the magnetic field is (more circular is more axisymmetric). Dashed lines are evolutionary tracks for 1.2, 1.0, 0.8, and 0.6  $M_{\odot}$ , the dotted lines are isochrones for 10, 20, 50, and 100 Myr (the ZAMS), and the dash-dotted line indicates where a significant convective core has formed (>50 per cent mass), from Amard et al. (in preparation).

### 6.3 Comparison with T Tauri stars

Younger TTS, with an age of a few Myr, also make an interesting comparison to our sample. We consider seven stars from the MaPP project: TW Hya (Donati et al. 2011a), AA Tau (Donati et al. 2010), BP Tau (Donati et al. 2008a), GQ Lup (Donati et al. 2012), DN Tau (Donati et al. 2013), V4046 Sgr A (Donati et al. 2011b), and V4046 Sgr B (Donati et al. 2011b). These stars are earlier on the PMS than our youngest stars, and are expected to still be accreting. These stars are chosen to be in a similar mass range as our objects (0.7–1.0  $M_{\odot}$ ).

From Fig. 9 it is clear that TTS largely do not follow the trends seen for ZAMS and MS stars. Their mean large-scale magnetic field strength is about 10 times stronger than that of ZAMS stars, which qualitatively extends the trend of decreasing magnetic field strength with age, from the early PMS through the ZAMS and down to the MS. However, the rotation periods of TTS are similar to those of ZAMS stars. Hence, the difference in magnetic strength cannot result from rotational properties. Being mostly convective, TTS have much longer convective turnover time-scales than older stars. Thus, at a given rotation period, TTS will have smaller Rossby numbers than ZAMS stars. This is shown in Fig. 9, where TTS have both lower Rossby numbers and stronger magnetic fields than ZAMS and MS dwarfs. Yet, the location of TTS in this plot is well above the trend seen for older stars. TTS seem to have excessively strong large-scale magnetic fields for their Rossby number compared to the extrapolation of the magnetic field versus Rossby number relationship seen for ZAMS and MS dwarfs. It is possible, although as yet unobserved, that the energy in very small scale magnetic structures is the same between TTS and ZAMS stars, but the large-

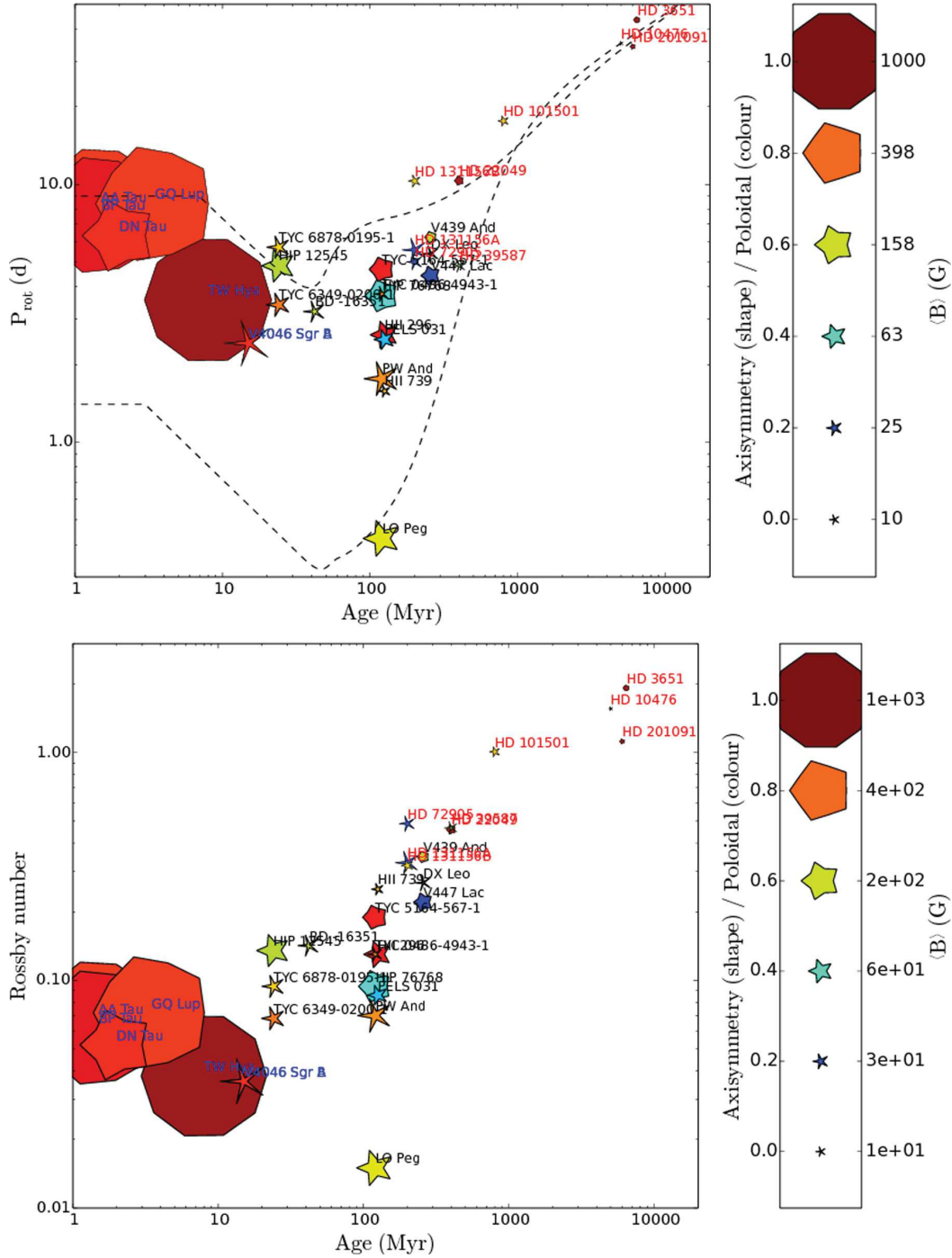
scale component of the magnetic field clearly undergoes a dramatic transition. Hence, another parameter must come into play when comparing the magnetic properties of PMS stars to those of ZAMS and MS stars. Most notably, the large difference in internal structure between young TTS and MS stars of the same mass must play a role. This appears to be analogous to the transition of magnetic properties between M-dwarfs and more massive stars (Donati et al. 2008b; Morin et al. 2008, 2010).

### 6.4 A synthetic view of magnetic field evolution in young stars

The trends seen in the magnetic properties of stars in the mass range 0.7–1.2  $M_{\odot}$ , as they evolve from the T Tauri phase through the ZAMS and on to the MS, are summarized in Figs 10 and 11.

Fig. 10 shows the PMS and ZAMS stars in the H–R diagram, and clearly illustrates the difference between the magnetic properties of the TTS and the older PMS stars in our sample. The TTS large-scale magnetic fields are much stronger, and consistently dominated by a poloidal field aligned with the rotation axis (with the marginal exception of V4046 Sgr A and B). The T Tauri magnetic fields are also generally simpler, mostly heavily dominated by a dipolar component. This is in strong contrast to the older PMS stars and MS stars in our sample. This large difference in magnetic properties may be a consequence of the large differences in internal structure between the early and late PMS. The very young TTS are almost entirely convective, while our later PMS stars have large radiative cores. This implies a significantly different form of dynamo is acting in the TTS. Donati et al. (2011b) proposed the development of a





**Figure 11.** Magnetic parameters plotted for different physical parameters. Stars labelled in blue are from the MaPP project, stars labelled in red are from the BCoolest project, and stars labelled in black are from our study. Symbol size indicates mean magnetic strength, symbol colour indicates how poloidal the magnetic field is (red is more poloidal and blue is more toroidal), and symbol shape indicates how axisymmetric the poloidal component of the magnetic field is (more circular is more axisymmetric). In the upper panel, dashed lines are rotational evolutionary tracks for fast and slow rotators at  $0.8 M_{\odot}$  from Gallet & Bouvier (2015).

radiative core to explain the difference between the younger TTS and the slightly older V4046 Sgr A and B. This is consistent with our observation that these two stars have magnetic properties closer to our sample than the rest of the TTS. Gregory et al. (2012) consider this hypothesis in detail, using a sample of TTS, and compare TTS to largely convective M-dwarfs. Another important difference between the older PMS stars in our sample and the classical TTS is that the latter are still accreting significant amounts of material from their disc, while the former are well beyond the main accretion phase. Whether the accretion process, and particularly the magnetic star-disc interaction in TTS, impacts on their surface magnetic properties is still to be investigated (e.g. Donati et al. 2015).

The upper panel of Fig. 11 shows the various samples in a rotational evolution scheme, where rotation period is plotted as a function of age. At similar periods, the clear differences between TTS and ZAMS stars, discussed above, still remain. Rotational convergence is seen to occur at ages larger than about 1 Gyr, and the decrease of rotation rate for older MS stars is clearly associated with weaker large-scale magnetic fields. However, the geometry of the magnetic field does not seem to evolve significantly between the ZAMS and the older MS. This supports the idea that it is primarily dictated by the star’s internal structure, at least for rotation periods up to 10–15 d (see Section 6.1 above).

The lower panel of Fig. 11 show the samples in a Rossby number versus age plot, which illustrates the evolution of the magnetic dynamo with time. As discussed above (see Section 6.3) unlike the rest of our sample, the TTS do not follow the same trend of large-scale magnetic field strength with Rossby number. They have much stronger magnetic fields for their nominal Rossby number than the rest of the stars. Indeed these magnetic fields are much stronger than the apparent saturation value from LO Peg. This further supports the hypothesis that the magnetic dynamo operating in these stars is significantly different than in older stars with radiative cores.

There is evidence of two groups of stars around the ZAMS with distinct magnetic properties. One group with ages ranging from 20 to 120 Myr seems to have systematically smaller Rossby numbers and higher large-scale magnetic field strengths than the second group of post-ZAMS stars at about 250 Myr. Hence, in a relatively short time frame around the ZAMS, the magnetic properties of young stars appear to evolve significantly (this evolution is likely continuous but we do not yet have the observations to confirm this). This is most likely driven by the rapid rotational evolution they experience over a few 100 Myr at the start of the MS evolution (cf. Gallet & Bouvier 2013, 2015). Indeed, from Fig. 11 it appears that the magnetic properties of stars evolve much less from 250 Myr to about 2 Gyr than they do in the first 250 Myr.

The main goal of this study was to investigate how the magnetic properties of solar-type stars evolve with time, especially during the dramatic change their rotation rates experience around the ZAMS. Indeed, recent models predict that, as solar-type stars land on the ZAMS, their radiative core should spin much faster than their outer convective envelope (e.g. Irwin et al. 2007; Spada et al. 2011). Furthermore, the velocity gradient at the tachocline depends on the lifetime of the accretion disc during the PMS, and slow ZAMS rotators are predicted to have *more* radial differential rotation than fast rotators (e.g. Bouvier 2008). This could conceivably impact the internal dynamo process, and could therefore be reflected at the stellar surface through a variety of magnetic properties. At this point in our study, given our limited sample size and relatively narrow range of rotation periods investigated so far, we cannot fully assess whether the richness of magnetic properties seen in our ZAMS sample reveals such a trend. We find no clear differences in large-

scale magnetic field strength for a single Rossby number at different ages, as illustrated in Fig. 11. Thus, we do not have clear evidence for an evolution in magnetic properties with age distinct from variations with Rossby number. The strong exception to this being the TTS, which likely reflect an evolution in internal structure, as discussed above. The rotational evolution models of Gallet & Bouvier (2013) and Gallet & Bouvier (2015) predict that there is enhanced radial differential rotation for stars just reaching the ZAMS, near 100 Myr for stars around 0.8–1.0  $M_{\odot}$ . We do not see clear evidence for this enhanced differential rotation in the surface magnetic properties of our stars. However, there is evidence for a significant scatter in the magnetic properties of ZAMS solar-type stars at a given Rossby number, most notably regarding the field geometry (cf. Fig. 11). This scatter remains to be accounted for and may be a signature of different processes occurring within the star at a given mass, age, and surface rotation rate around the ZAMS. Surface, latitudinal, differential rotation is likely detectable in several of these stars (e.g. Petit, Donati & Collier Cameron 2002), and this will be investigated in a forthcoming paper. Intrinsic variability in large-scale magnetic fields, on time-scales of a year or greater, introduces further uncertainty to this study. This can be dealt with in a statistical fashion, by observing several stars to characterize the range of intrinsic variability; however, that requires an expanded sample.

## 7 CONCLUSIONS

We have measured the large-scale magnetic field strengths and topologies for 15 solar-type stars close the ZAMS, with ages ranging from 20 to 250 Myr. The stars have a range of complex magnetic geometries, with global average strengths from 14 to 140 G. This fills the gap between younger TTS and older MS stars whose magnetic properties have been derived elsewhere. These new results thus provide us with a continuous picture of the evolution of magnetic field in solar-type stars from the PMS, through the ZAMS, and down on to the MS. We find that the evolution of magnetic properties at young ages, from the PMS to the ZAMS, is primarily driven by structural changes in the stellar interior, as a radiative core develops in initially fully convective stars. This is analogous to differences observed between K and M-dwarfs. Once on the ZAMS, however, the subsequent evolution of magnetic properties is largely driven by the stars rotational evolution. Indeed, we find a tight relationship between the magnitude of the large-scale mean magnetic field and Rossby number in our ZAMS sample, which extends to the more mature MS sample as well. While the combination of structural changes during the PMS and rotational evolution up to and past the ZAMS accounts for the global evolution of the magnetic properties of solar-type stars, a significant scatter is nevertheless observed at each age for a given mass and rotation period. Whether this residual scatter calls for an additional parameter impacting the magnetic properties of young stars, such as internal differential rotation and its relationship with PMS disc lifetimes, is difficult to assess from our limited sample. We will investigate this issue further in a forthcoming paper by enlarging our stellar sample to a wider range of rotation periods and ages up to 600 Myr.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Florian Gallet for helpful discussions, as well as providing rotational evolution tracks. This study was supported by the grant ANR 2011 Blanc SIMI5-6 020 01 ‘Toupiés: Towards understanding the spin evolution of stars’ ([http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupiés/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupiés/)).

SVJ acknowledges research funding by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under grant SFB 963/1, project A16. AAV acknowledges support by the Swiss National Science Foundation through an Ambizione Fellowship.

## REFERENCES

- Alvarez R., Plez B., 1998, *A&A*, 330, 1109  
 Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481  
 Aurière M., 2003, in Arnaud J., Meunier N., eds, *EAS Publ. Ser. Vol. 9, Magnetism and Activity of the Sun and Stars*. EDP Sciences, Les Ulis, p. 105  
 Bailer-Jones C. A. L., 2011, *MNRAS*, 411, 435  
 Barenfeld S. A., Bubar E. J., Mamajek E. E., Young P. A., 2013, *ApJ*, 766, 6  
 Barnes S. A., 2003, *ApJ*, 586, 464  
 Barnes J. R., Collier Cameron A., Lister T. A., Pointer G. R., Still M. D., 2005, *MNRAS*, 356, 1501  
 Bell C. P. M., Mamajek E. E., Naylor T., 2015, *MNRAS*, 454, 593  
 Boro Saikia S., Jeffers S. V., Petit P., Marsden S., Morin J., Folsom C. P., 2015, *A&A*, 573, A17  
 Bouvier J., 2008, *A&A*, 489, L53  
 Bouvier J., 2013, in Hennebelle P., Charbonnel C., eds, *EAS Publ. Ser. Vol. 62, Role and Mechanisms of Angular Momentum Transport During the Formation and Early Evolution of Stars: Evry Schatzman School 2012*. EDP Sciences, Les Ulis, p. 143  
 Brown T. M., 2014, *ApJ*, 789, 101  
 Canto Martins B. L., Lèbre A., Palacios A., de Laverny P., Richard O., Melo C. H. F., Do Nascimento J. D., Jr, de Medeiros J. R., 2011, *A&A*, 527, A94  
 Cayrel de Strobel G., 1990, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 61, 613  
 Cenarro A. J. et al., 2007, *MNRAS*, 374, 664  
 Cranmer S. R., Saar S. H., 2011, *ApJ*, 741, 54  
 Cutri R. M. et al., 2003, *2MASS All Sky Catalog of Point Sources*  
 da Silva L., Torres C. A. O., de La Reza R., Quast G. R., Melo C. H. F., Sterzik M. F., 2009, *A&A*, 508, 833  
 Deacon N. R., Hambly N. C., 2004, *A&A*, 416, 125  
 Donati J.-F., 2003, in Trujillo-Bueno J., Sanchez Almeida J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 307, Solar Polarization*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 41  
 Donati J.-F., Brown S. F., 1997, *A&A*, 326, 1135  
 Donati J.-F., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 1  
 Donati J.-F., Landstreet J. D., 2009, *ARA&A*, 47, 333  
 Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658  
 Donati J.-F. et al., 2006, *MNRAS*, 370, 629  
 Donati J.-F. et al., 2008a, *MNRAS*, 386, 1234  
 Donati J.-F. et al., 2008b, *MNRAS*, 390, 545  
 Donati J.-F. et al., 2010, *MNRAS*, 409, 1347  
 Donati J.-F. et al., 2011a, *MNRAS*, 417, 472  
 Donati J.-F. et al., 2011b, *MNRAS*, 417, 1747  
 Donati J.-F. et al., 2012, *MNRAS*, 425, 2948  
 Donati J.-F. et al., 2013, *MNRAS*, 436, 881  
 Donati J.-F. et al., 2015, *MNRAS*, 453, 3706  
 Eisenbeiss T., Ammler-von Eiff M., Roell T., Mugrauer M., Adam C., Neuhäuser R., Schmidt T. O. B., Bedalov A., 2013, *A&A*, 556, A53  
 Evans T. M. et al., 2012, *ApJ*, 744, 120  
 Folsom C. P., 2013, PhD thesis, Queen's University of Belfast  
 Folsom C. P., Bagnulo S., Wade G. A., Alecian E., Landstreet J. D., Marsden S. C., Waite I. A., 2012, *MNRAS*, 422, 2072  
 Gaidos E. J., 1998, *PASP*, 110, 1259  
 Gaidos E. J., Henry G. W., Henry S. M., 2000, *AJ*, 120, 1006  
 Gallet F., Bouvier J., 2013, *A&A*, 556, A36  
 Gallet F., Bouvier J., 2015, *A&A*, 577, A98  
 Gray D. F., 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 3rd edn. Cambridge Univ. Press, Cambridge  
 Gregory S. G., Donati J.-F., Morin J., Hussain G. A. J., Mayne N. J., Hillenbrand L. A., Jardine M., 2012, *ApJ*, 755, 97  
 Gustafsson B., Edvardsson B., Eriksson K., Jørgensen U. G., Nordlund Å., Plez B., 2008, *A&A*, 486, 951  
 Hartman J. D., Bakos G. Á., Kovács G., Noyes R. W., 2010, *MNRAS*, 408, 475  
 Hertzsprung E., 1947, *Ann. Sterrewacht Leiden*, 19, A1  
 Hooten J. T., Hall D. S., 1990, *ApJS*, 74, 225  
 Irwin J., Hodgkin S., Aigrain S., Hebb L., Bouvier J., Clarke C., Moraux E., Bramich D. M., 2007, *MNRAS*, 377, 741  
 Jeffers S. V., Donati J.-F., 2008, *MNRAS*, 390, 635  
 Jeffers S. V., Donati J.-F., Alecian E., Marsden S. C., 2011, *MNRAS*, 411, 1301  
 Jeffers S. V., Petit P., Marsden S. C., Morin J., Donati J.-F., Folsom C. P., 2014, *A&A*, 569, A79  
 Jeffries R. D., Byrne P. B., Doyle J. G., Anders G. J., James D. J., Lanzafame A. C., 1994, *MNRAS*, 270, 153  
 Kervella P. et al., 2008, *A&A*, 488, 667  
 Kiraga M., 2012, *Acta Astron.*, 62, 67  
 Kochukhov O., Makaganiuk V., Piskunov N., 2010, *A&A*, 524, A5  
 Krishna Swamy K. S., 1966, *ApJ*, 145, 174  
 Kupka F., Piskunov N., Ryabchikova T. A., Stempels H. C., Weiss W. W., 1999, *A&AS*, 138, 119  
 Kurucz R. L., 1993, *CDROM Model Distribution*. Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA  
 Landstreet J. D., 1988, *ApJ*, 326, 967  
 López-Santiago J., Montes D., Crespo-Chacón I., Fernández-Figueroa M. J., 2006, *ApJ*, 643, 1160  
 López-Santiago J., Montes D., Gálvez-Ortiz M. C., Crespo-Chacón I., Martínez-Arnáiz R. M., Fernández-Figueroa M. J., de Castro E., Cornide M., 2010, *A&A*, 514, A97  
 Luhman K. L., Stauffer J. R., Mamajek E. E., 2005, *ApJ*, 628, L69  
 McCarthy K., White R. J., 2012, *AJ*, 143, 134  
 Magnitskii A. K., 1987, *Sov. Astron. Lett.*, 13, 451  
 Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2008, *ApJ*, 687, 1264  
 Marilli E., Catalano S., Frasca A., 1997, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 68, 895  
 Marsden S. C. et al., 2011, *MNRAS*, 413, 1922  
 Marsden S. C. et al., 2014, *MNRAS*, 444, 3517  
 Matt S. P., MacGregor K. B., Pinsonneault M. H., Greene T. P., 2012, *ApJ*, 754, L26  
 Melis C., Reid M. J., Mioduszewski A. J., Stauffer J. R., Bower G. C., 2014, *Science*, 345, 1029  
 Messina S., 2001, *A&A*, 371, 1024  
 Messina S., Guinan E. F., Lanza A. F., Ambruster C., 1999, *A&A*, 347, 249  
 Messina S., Desidera S., Turatto M., Lanzafame A. C., Guinan E. F., 2010, *A&A*, 520, A15  
 Messina S., Desidera S., Lanzafame A. C., Turatto M., Guinan E. F., 2011, *A&A*, 532, A10  
 Mestel L., Spruit H. C., 1987, *MNRAS*, 226, 57  
 Montes D., López-Santiago J., Gálvez M. C., Fernández-Figueroa M. J., De Castro E., Cornide M., 2001, *MNRAS*, 328, 45  
 Morgenthaler A. et al., 2012, *A&A*, 540, A138  
 Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 390, 567  
 Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2010, *MNRAS*, 407, 2269  
 Noyes R. W., Hartmann L. W., Baliunas S. L., Duncan D. K., Vaughan A. H., 1984, *ApJ*, 279, 763  
 Pecaut M. J., Mamajek E. E., 2013, *ApJS*, 208, 9  
 Petit P., Donati J.-F., Collier Cameron A., 2002, *MNRAS*, 334, 374  
 Petit P. et al., 2005, *MNRAS*, 361, 837  
 Petit P. et al., 2008, *MNRAS*, 388, 80  
 Piluso N., Lanza A. F., Pagano I., Lanzafame A. C., Donati J.-F., 2008, *MNRAS*, 387, 237  
 Pizzolato N., Maggio A., Micela G., Sciortino S., Ventura P., 2003, *A&A*, 397, 147  
 Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN*, 2nd edn. Cambridge Univ. Press, Cambridge  
 Prugniel P., Vauglin I., Koleva M., 2011, *A&A*, 531, A165  
 Rees D. E., Semel M. D., 1979, *A&A*, 74, 1

- Reimers D., 1975, *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*. Springer-Verlag, New York, p. 229
- Reiners A., Basri G., Browning M., 2009, *ApJ*, 692, 538
- Réville V., Brun A. S., Matt S. P., Strugarek A., Pinto R. F., 2015, *ApJ*, 798, 116
- Ryabchikova T. A., Piskunov N. E., Kupka F., Weiss W. W., 1997, *Balt. Astron.*, 6, 244
- Saar S. H., 1996, in Strassmeier K. G., Linsky J. L., eds, *Proc. IAU Symp. 176, Stellar Surface Structure*. Kluwer, Dordrecht, p. 237
- Saar S. H., 2001, in Garcia Lopez R. J., Rebolo R., Zapaterio Osorio M. R., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 223, 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 292
- Schatzman E., 1962, *Ann. Astrophysique*, 25, 18
- See V. et al., 2015, *MNRAS*, 453, 4301
- Semel M., 1989, *A&A*, 225, 456
- Silvester J., Wade G. A., Kochukhov O., Bagnulo S., Folsom C. P., Hanes D., 2012, *MNRAS*, 426, 1003
- Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, 211, 111
- Skumanich A., 1972, *ApJ*, 171, 565
- Soderblom D. R., Stauffer J. R., Hudon J. D., Jones B. F., 1993, *ApJS*, 85, 315
- Soderblom D. R., Nelan E., Benedict G. F., McArthur B., Ramirez I., Spiesman W., Jones B. F., 2005, *AJ*, 129, 1616
- Soubiran C., Le Campion J.-F., Cayrel de Strobel G., Caillo A., 2010, *A&A*, 515, A111
- Spada F., Lanzafame A. C., Lanza A. F., Messina S., Collier Cameron A., 2011, *MNRAS*, 416, 447
- Stauffer J. R., Schultz G., Kirkpatrick J. D., 1998, *ApJ*, 499, L199
- Stauffer J. R. et al., 2007, *ApJS*, 172, 663
- Strassmeier K. G., Rice J. B., 2006, *A&A*, 460, 751
- Strassmeier K., Washuettl A., Granzer T., Scheck M., Weber M., 2000, *A&AS*, 142, 275
- Torres C. A. O., Quast G. R., da Silva L., de La Reza R., Melo C. H. F., Sterzik M., 2006, *A&A*, 460, 695
- Torres C. A. O., Quast G. R., Melo C. H. F., Sterzik M. F., 2008, in Reipurth B., ed., *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 757
- Valle G., Dell'Omodarme M., Prada Moroni P. G., Degl'Innocenti S., 2014, *A&A*, 561, A125
- van den Ancker M. E., Pérez M. R., de Winter D., McCollum B., 2000, *A&A*, 363, L25
- van Leeuwen F., 2007, *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data*. Springer-Verlag, Dordrecht
- van Leeuwen F., 2009, *A&A*, 497, 209
- van Leeuwen F., Alphenaar P., Brand J., 1986, *A&AS*, 65, 309
- Vidotto A. A., Jardine M., Opher M., Donati J. F., Gombosi T. I., 2011, *MNRAS*, 412, 351
- Vidotto A. A. et al., 2014, *MNRAS*, 441, 2361
- Wade G. A., Bagnulo S., Kochukhov O., Landstreet J. D., Piskunov N., Stift M. J., 2001, *A&A*, 374, 265
- Waite I. A., Marsden S. C., Carter B. D., Hart R., Donati J.-F., Ramírez Vélez J. C., Semel M., Dunstone N., 2011, *MNRAS*, 413, 1949
- Waite I. A., Marsden S. C., Carter B. D., Petit P., Donati J.-F., Jeffers S. V., Boro Saikia S., 2015, *MNRAS*, 449, 8
- Wright J. T., Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S., 2004, *ApJS*, 152, 261
- Zuckerman B., Song I., 2004, *ARA&A*, 42, 685
- Zuckerman B., Song I., Bessell M. S., 2004, *ApJ*, 613, L65

## APPENDIX A: INDIVIDUAL TARGETS

### A1 TYC 6349-200-1

TYC 6349-200-1 (AZ Cap, HD 358623, BD-17 6128) is a member of the  $\beta$  Pic association (Zuckerman & Song 2004; Torres et al. 2006, 2008). Messina et al. (2010) find a photometric rotation period of  $P = 3.41 \pm 0.05$  d. Kiraga (2012) find a photometric rotation period of  $P = 3.403$  d, confirming this value. We find periods consis-

tent with these values from our search with longitudinal magnetic fields, and our search with ZDI. Therefore we adopt a value of  $P = 3.41 \pm 0.05$  d.

This period is marginally inconsistent with our estimated radius ( $0.96 \pm 0.07 R_{\odot}$ ) and  $v \sin i$  ( $15.8 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ), with the radius being too small for the period and  $v \sin i$  by  $\sim 1.5\sigma$ . This leads to a poorly constrained inclination. Torres et al. (2006) note a visual secondary at 2.2 arcsec separation, but it is 2 mag fainter and thus has a minimal impact on the derived luminosity. The presence of a second star would only serve to reduce the radius estimate leading to a worse discrepancy. There is some evidence for extinction towards the star, with  $E(B - V) = 0.16$ . Therefore, we determined an inclination by searching for the value that gives us a ZDI map with the maximum entropy. This is the same procedure as that used to determine periods from ZDI. We find a maximum entropy inclination of  $52^{\circ} \pm 20^{\circ}$ . This inclination would imply a radius of  $1.35 \pm 0.45 R_{\odot}$ . We adopt the maximum entropy inclination, but the photometric radius ( $0.96 \pm 0.07 R_{\odot}$ ) since it is formally more precise and obtained in a fashion consistent with the rest of our sample.

### A2 HIP 12545

HIP 12545 (BD+05 378, TYC 53-30-1) is a member of the  $\beta$  Pic association (Zuckerman & Song 2004; Torres et al. 2006, 2008). A photometric rotation period for the star was determined by Messina et al. (2010), finding  $P = 4.83 \pm 0.01$  d (note: there is a misprint in their table 4, which has the wrong value for this period). Kiraga (2012) found a period of 4.831 d, which confirms this value.

Our attempts to measure a rotation period from longitudinal magnetic field measurements produced ambiguous results, due to the rather complicated variability of the longitudinal field. This can be seen in the  $V$  LSD profiles, which become complicated at some phases, but never reverse sign. The period measurement for radial velocity produces three ambiguous values; however, one is consistent with the literature period. Our measurement of the rotation period through ZDI produced a best period of  $P = 4.83$  d. Therefore we can confirm the literature rotation period.

However, this period seems to be inconsistent with our derived  $v \sin i$  and radius (based on luminosity and  $T_{\text{eff}}$ ). These values imply a period  $P < 3.75$  d, which is inconsistent with the literature values and our best ZDI period. The  $v \sin i$  should be very accurate, as the observed line profiles are well fit by the synthetic spectrum with rotational broadening. With a *Hipparcos* parallax the distance to the star should also be accurate. However, using this distance and the 2MASS photometry to derive a luminosity, the star falls well below the association isochrone on the H-R diagram. This suggests the luminosity, and the derived radius, are underestimated. The star is still young ( $\sim 24$  Myr), and there is some evidence for extinction towards the star, with an  $E(B - V)$  of 0.17 (based on the intrinsic colours of Pecaut & Mamajek 2013). This implies  $\sim 0.5$  mag of extinction [assuming  $A_V = 3.1E(B - V)$ ]. Therefore we adopt a mass, radius, and convective turnover time by assuming the star lies on the association isochrone.

We derive an inclination for HIP 12545 by searching for the value that produces a ZDI map with maximum entropy. This produces a value of  $i = 39 \pm 20$  deg. From this inclination, our  $v \sin i$ , and rotation period, we can infer a radius and then with our  $T_{\text{eff}}$  a luminosity. Using this luminosity to place the star on the H-R diagram, we find a value consistent with the association isochrone, which supports our inclination. This also argues against the photometric



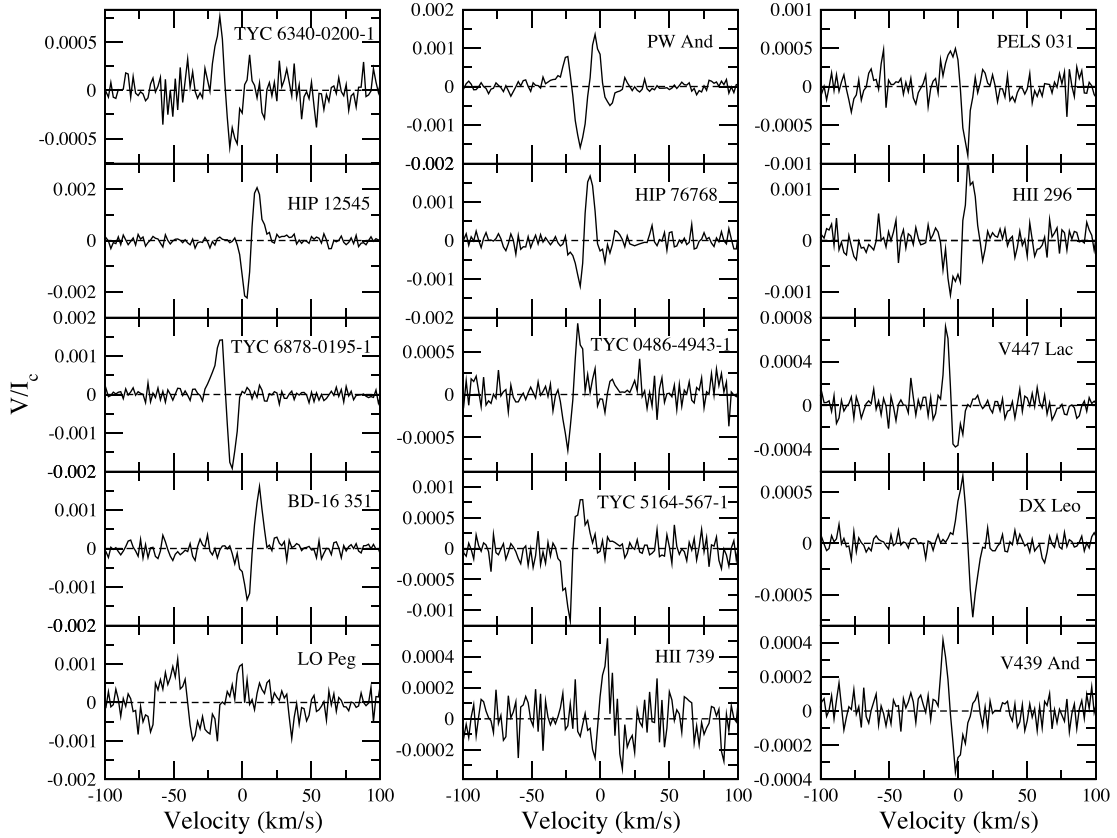


Figure A1. Sample LSD  $V$  profiles for the stars in this study.

luminosity, which is inconsistent with the association isochrone as well as the  $v \sin i$  and period.

### A3 TYC 6878-195-1

TYC 6878-195-1 (CD-26 13904) is a member of the  $\beta$  Pic association (Torres et al. 2006, 2008). Messina et al. (2010) find a photometric rotation period of  $5.65 \pm 0.05$  d. Messina et al. (2011) updated this period to  $5.70 \pm 0.06$  d. Our longitudinal magnetic field period is in good agreement with these values, as is our ZDI period. Therefore we adopt  $P = 5.70 \pm 0.06$  d.

TYC 6878-195-1 has a companion with a separation of 1.1 arcsec and a magnitude difference of 3.5 in  $V$  (Torres et al. 2006). This faint secondary is not clearly visible in our spectrum of TYC 6878-195-1. However, in our LSD profile of the star there is a constant asymmetry to the  $I$  line profile in all rotational phases. This likely is a weak contribution from the secondary, with a radial velocity close to that of the primary. TYC 6878-195-1 falls above the association isochrone on the H–R diagram, but by less than  $1\sigma$ , so there is no clear evidence for the system being a photometric binary. Since the secondary is only marginally visible in Stokes  $I$ , we assume that it is negligible in Stokes  $V$ , and model the  $V$  profile as a single star.

### A4 BD-16 351

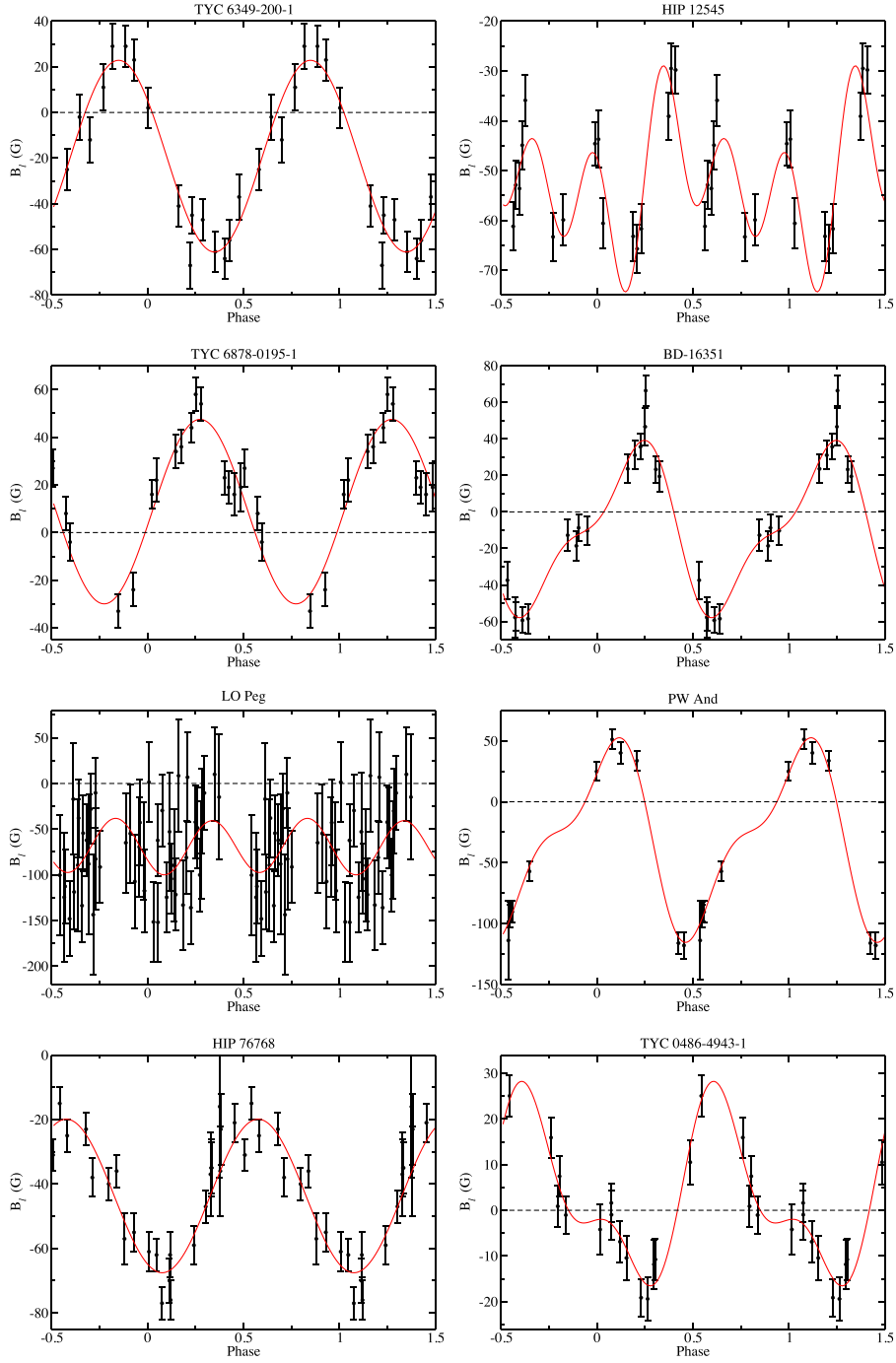
BD-16 351 (TYC 5856-2070-1) is a poorly studied member of the Columba association (Torres et al. 2008; da Silva et al.

2009). Messina et al. (2010) find a photometric rotation period of  $P = 3.21 \pm 0.01$  for the star.

Our rotation period search confirms the value of Messina et al. (2010). Our best longitudinal field based rotation period is consistent with this value, although it requires a second-order fit to achieve an acceptable  $\chi^2$ , suggesting a significant quadrupole component to the field. The best-fitting radial velocity period is also consistent with this value, although again it requires a second-order fit. The best ZDI period is also consistent with this value, and does indeed have a significant quadrupolar component to the magnetic field ( $\sim 25$  percent of the magnetic energy). Therefore we adopt the period of  $P = 3.21 \pm 0.01$  from Messina et al. (2010), since it is consistent with our measurements but formally more precise.

### A5 LO Peg

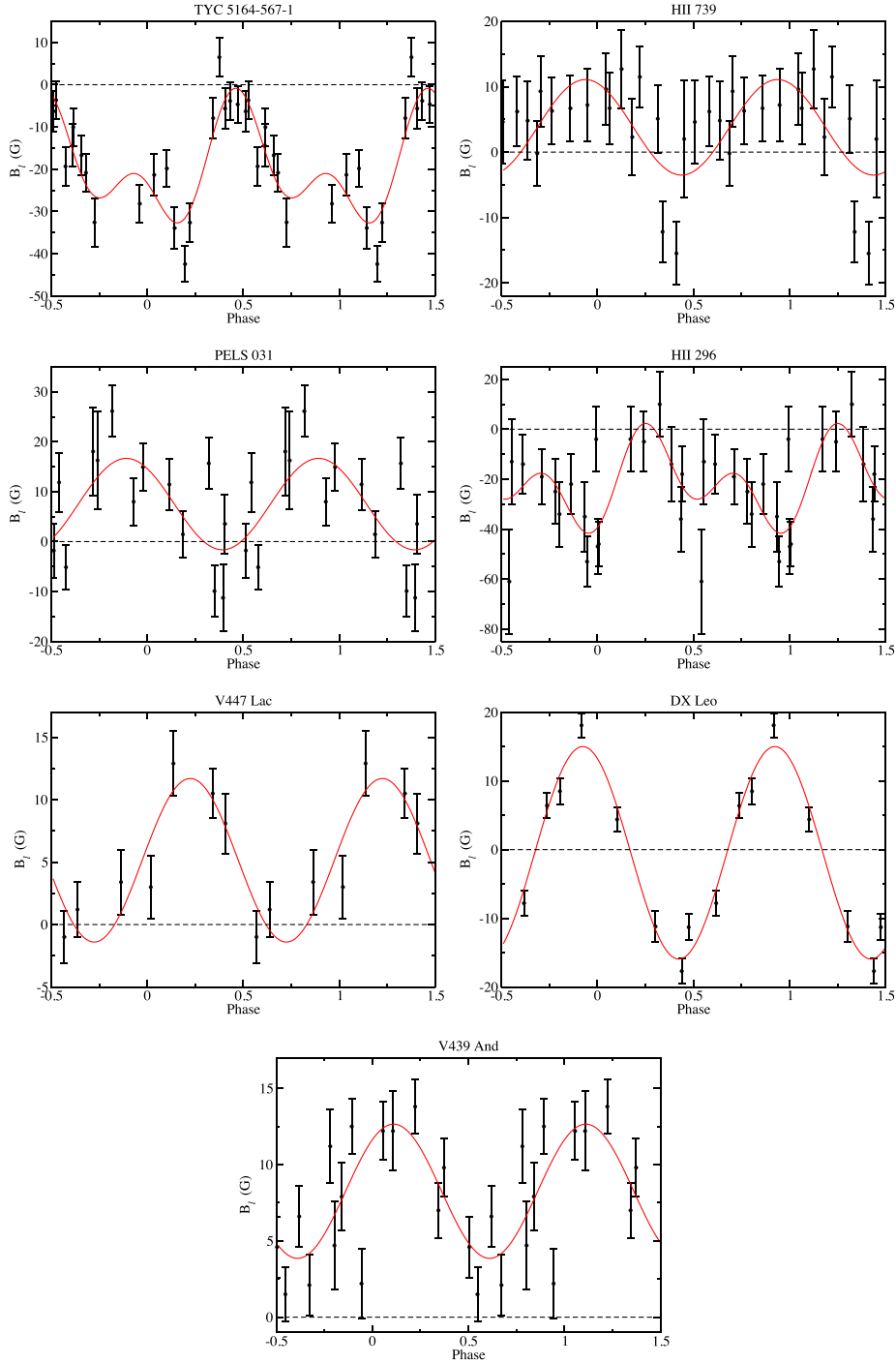
LO Peg (HIP 106231, TYC 2188-1136-1, BD+22 4409) is a member of the AB Dor association (Zuckerman, Song & Bessell 2004; Torres et al. 2008). Barnes et al. (2005) performed a detailed study of LO Peg using a large data set of high-resolution spectra. They used Doppler imaging (DI) to produce maps of the surface spot distribution for the star, and derived a rotation period, differential rotation, and inclination for the star. They found  $P = 0.423\,229 \pm 0.000\,048$  d ( $\Omega_{\text{eq}} = 14.86 \pm 0.0027$  rad d $^{-1}$ ),  $\Delta\Omega = 0.0347 \pm 0.0067$  rad d $^{-1}$ , and  $i = 45.0 \pm 2.5$  deg. Piluso et al. (2008) performed DI using a different epoch of data, and found results



**Figure A2.** Longitudinal magnetic fields measured for stars in our sample, phased with the rotation periods derived in Section 4.3. The solid line is the fit through the observations.

in agreement with Barnes et al. (2005), with some difference in the detailed spot distribution. Kiraga (2012) measured a photometric period for LO Peg of 0.4231 d, confirming the rotation period of Barnes et al. (2005).

Our period searches using longitudinal magnetic fields, radial velocities, and ZDI all produced well-defined periods in agreement with Barnes et al. (2005). We performed a differential rotation search following the method of Petit et al. (2002), assuming their solar-like

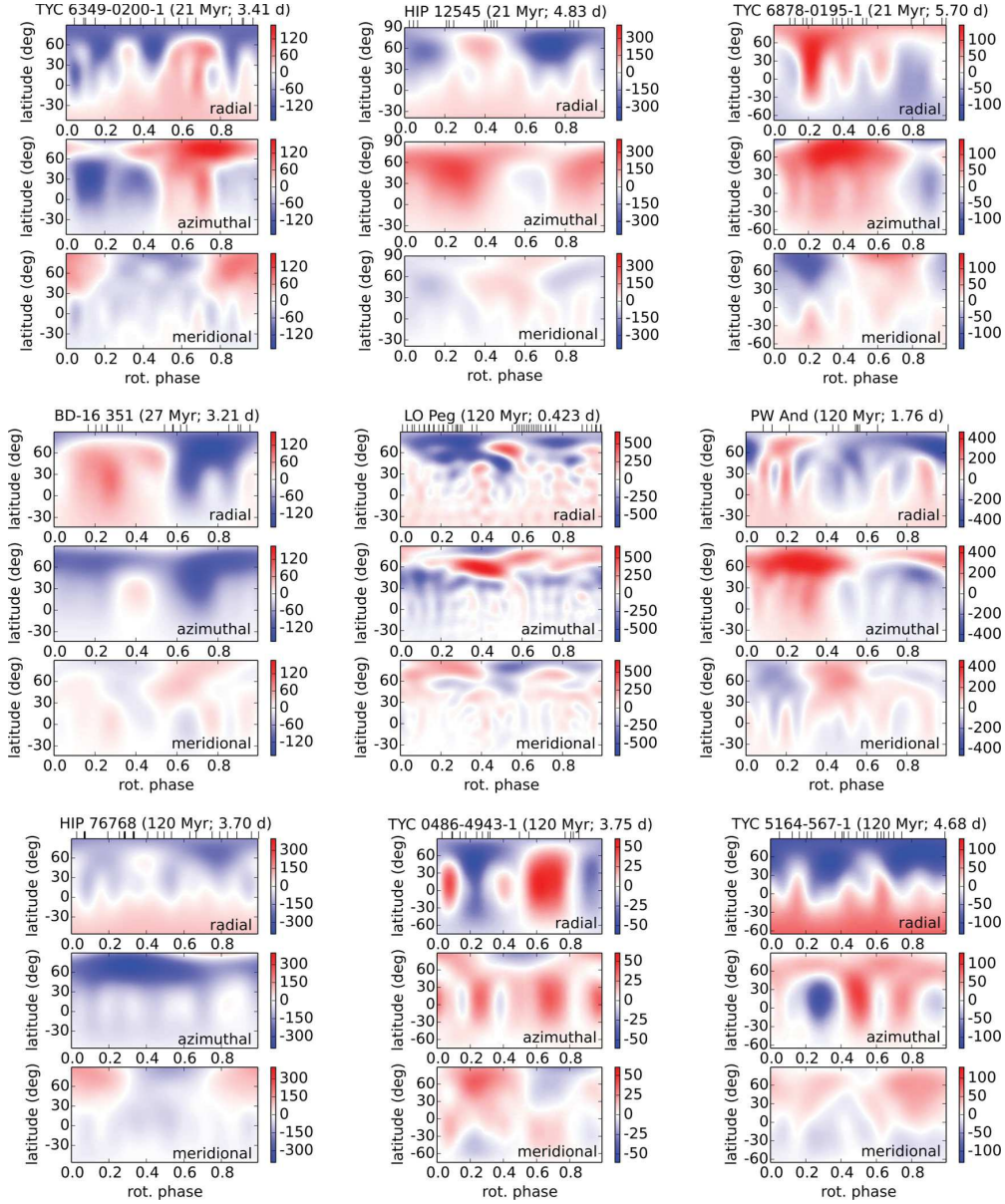


**Figure A3.** Longitudinal magnetic fields measured for stars in our sample phased with rotation period, as in Fig. A2.

differential rotation law and searching for the values that maximize the entropy in our ZDI map. We find a value of  $\Delta\Omega = 0.2 \pm 0.2$   $\text{rad d}^{-1}$  and  $\Omega_{\text{eq}} = 14.86 \pm 0.01$   $\text{rad d}^{-1}$ , which is only marginally significant but in good agreement with Barnes et al. (2005). Ul-

timately we adopt the values of  $P = 0.423229 \pm 0.000048$  d and  $\Delta\Omega = 0.034714 \pm 0.006692$   $\text{rad d}^{-1}$  from Barnes et al. (2005), since their much larger data set allows for more precision.



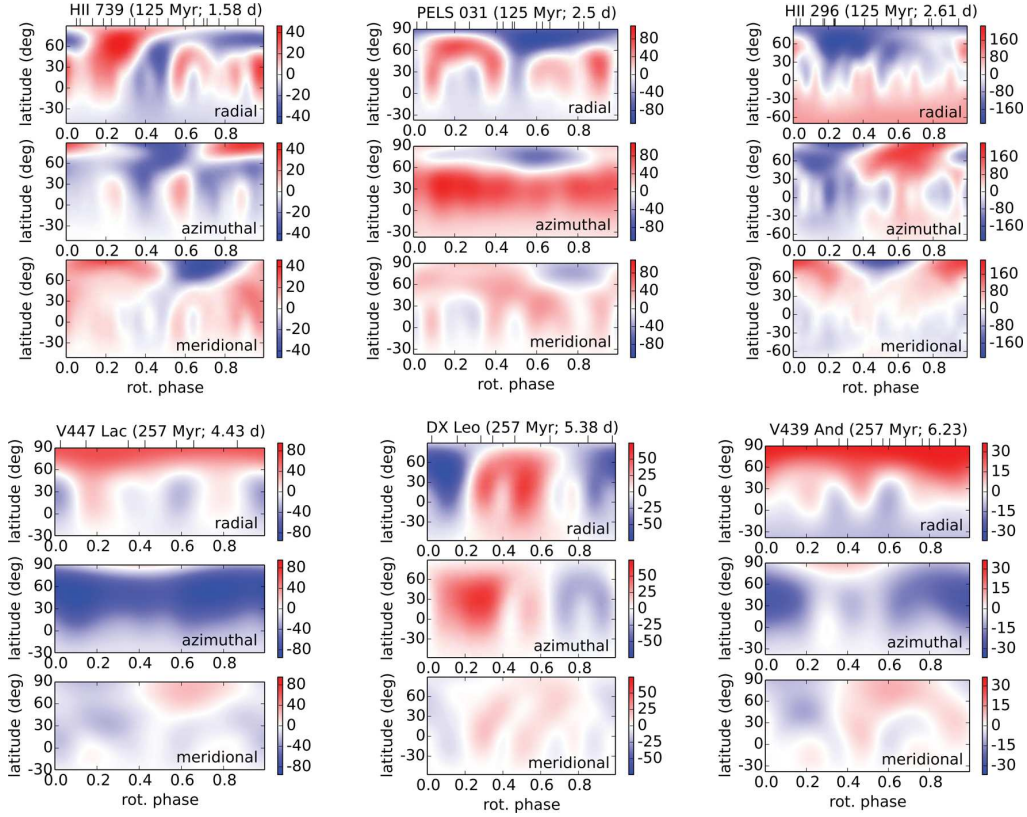


**Figure A4.** Maps of the derived magnetic fields for the stars in this study. Plotted are the radial (top), azimuthal (middle), and meridional (bottom) components of the magnetic fields. Sub-figures are labeled by the name of the star, followed by its age and rotation period. Tick marks at the top of the figure indicate phases at which observations were obtained.

We find a slightly larger  $v \sin i$  ( $73.1 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$ ) than Barnes et al. (2005,  $65.84 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$ ). This leads to a somewhat larger inclination ( $66.8_{-8.5}^{+18.7}$  compared to  $45.0 \pm 2.5$  deg). It is possible that our  $v \sin i$  is influenced by spots, which have a significant impact on the line profile shape. We find the maximum entropy inclination from ZDI is  $40 \pm 10$  deg, which agrees with Barnes et al. (2005), but is marginally inconsistent with the inclination based on  $v \sin i$  period and radius. We adopt the value from Barnes et al. (2005), since it is consistent with our value from ZDI, and not impacted as strongly by possible systematic errors in  $v \sin i$ .

#### A6 PW And

PW And (HD 1405, TYC 2261-1518-1, BD+30 34) is a member of the AB Dor association (Zuckerman et al. 2004; López-Santiago et al. 2006; Torres et al. 2008). Hooten & Hall (1990) found a photometric period of 1.745 d, although the value was somewhat uncertain. Strassmeier & Rice (2006) derived a rotation period for the star of  $1.76159 \pm 0.00006$  d from photometry, and performed DI of surface spots. From the DI process, they find  $v \sin i = 23.9 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  and  $i = 46^\circ \pm 7^\circ$ . Their DI map finds a collection of lower latitude spots, but no polar cap.



**Figure A5.** Maps of the derived magnetic fields for the stars in this study, as in Fig. A4.

Our period search produces results in good agreement with Strassmeier & Rice (2006), for longitudinal magnetic fields ( $1.77 \pm 0.02$  d), radial velocities ( $1.76 \pm 0.02$  d), and ZDI ( $1.77 \pm 0.2$  d). Their  $v \sin i$  is slightly larger than ours ( $22.93 \pm 0.24 \text{ km s}^{-1}$ ), although the values are close. Our inclination based on  $v \sin i$ , radius, and period is  $i = 57_{-12}^{+33}$  deg, which is consistent with our ZDI maximum entropy value of  $i = 45^\circ \pm 15^\circ$ . Both of these are consistent with the value from Strassmeier & Rice (2006), and we adopt their value of  $i = 46^\circ \pm 7^\circ$  as it is the formally most precise.

#### A7 HIP 76768

HIP 76768 (HD 139751, BD-18 4125) is a member of the AB Dor association (Zuckerman et al. 2004; Torres et al. 2008). The star has a photometric rotation period of  $P = 3.70 \pm 0.02$  d from Messina et al. (2010). Our rotation period search from longitudinal magnetic field values agrees well with this value, as does our period from radial velocity variability, and our period search from ZDI. Our period is formally less precise, since it was obtained over a shorter time period; therefore we adopt the value of  $P = 3.70 \pm 0.02$  d from Messina et al. (2010).

#### A8 TYC 0486-4943-1

TYC 0486-4943-1 is a poorly studied star in the AB Dor association (Torres et al. 2008). Messina et al. (2010) report a photometric period of  $P = 1.35 \pm 0.02$ ; however, they note that the period

was undetected in the periodogram for their complete time series, making this value somewhat uncertain. We find this period is incompatible with the variability in our longitudinal magnetic field measurements, our radial velocity measurements, and our period search from ZDI. Therefore we reject this rotation period.

From our longitudinal field measurements we find a best rotation period of 3.77 d, with a second-order fit. From the ZDI maximum entropy period search, we find a best period of 3.73 d. These periods phase our LSD profiles in a sensible fashion, and are compatible with the apparent radial velocity variability we find. Therefore, we adopt a rotation period of  $3.75 \pm 0.30$  d.

#### A9 TYC 5164-567-1

TYC 5164-567-1 (BD-03 4778) is a member of the AB Dor association (Torres et al. 2008). Messina et al. (2010) find a photometric rotation period of  $P = 4.68 \pm 0.06$  d. Our search for a rotation period finds results that are consistent with this value for the longitudinal magnetic field, radial velocity variability, and the maximum entropy ZDI solution. Thus we confirm the  $P = 4.68 \pm 0.06$  d value of Messina et al. (2010), and adopt their value as it is the more precise.

#### A10 HII 739

HII 739 (Melotte 22 HII 739, HD 23386, V969 Tau, TYC 1803-944-1) is a member of the Pleiades (Hertzsprung 1947; Stauffer et al. 2007). It is likely a double star, reported to be a photometric binary

by Soderblom et al. (1993). It is not an obvious SB2 in our spectra; however, there is a very weak asymmetry to the wings of our LSD line profiles. Attempting to fit the LSD profile as a combination of two lines produces a range of nearly degenerate solutions, but the velocity separation required is roughly  $10 \text{ km s}^{-1}$ . There is no clear change in this asymmetry or apparent velocity separation during our observations. When treated as a single star and placed on the H–R diagram, the star falls well above the cluster isochrone, and indeed well above the ZAMS. The mass and radius implied by this H–R diagram position are also inconsistent with our spectroscopic  $\log g$ . Thus we confirm that the star is a photometric binary, and have tentative spectroscopic evidence for the presence of the secondary. The mass, radius, and turnover times we adopt are based on the association isochrone for this star.

Magnitskii (1987) reports a rotation period, based on photometry, of  $P = 2.70 \text{ d}$ . This is based on 83 observations over 39 d and, while the data are phased well with this period, the amplitude of variability is not much larger than their error bars, so this period probably has a significant uncertainty. Marilli, Catalano & Frasca (1997) report a photometric period of  $P = 0.904 \text{ d}$ ; however, the quality of the data used to make that estimate is not clear. Messina (2001) reports a photometric period of  $0.917 \pm 0.003 \text{ d}$ . However, this was based on only 14 observations distributed over 9 d (a 7 d run and a 2 d run). This makes the accuracy of this value questionable, and likely this period is an alias of the true rotation period. Considering the  $v \sin i$  and radius we find for HII 739, a period near 0.9 d would require an inclination of  $\sim 14^\circ$ , which is unlikely although not impossible (since the probability distribution of  $i$  for randomly oriented rotation axes goes as  $\sin i$ ) but this would imply an extremely large rotational speed ( $v_{\text{eq}} \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ ).

The variability in our LSD profiles does not phase coherently with a 0.917 or 0.904 d period. Considering the uncertain nature of these literature values, we reject these periods.

The longitudinal magnetic field measurements are consistent with no variability, with the exception of the first two observations, which were obtained 10 d before the rest of the data. It is possible this change represents an intrinsic evolution of the magnetic field; however, the significance of this difference in  $B_l$  is not large. A 2.7 d period does fit this data better than any period near 0.9 d; however, the longitudinal field cannot well constrain the rotation period.

Our period search from ZDI does not provide a unique best period. This is due to the low amplitude of the signal in the  $V$  profiles relative to the noise. However, the period of  $\sim 2.7 \text{ d}$  provides a poor fit falling in a local maximum of the periodogram but one of the weakest local maxima. Periods near 0.9 d provide very bad fits. By eye, the 2.7 d rotation period does not phase the LSD profiles well; thus, we reject this period. Instead we adopt a period of 1.577 d that we derived from the 75 d-long continuous *Kepler K2* light-curve obtained for HII 739, which was kindly provided to us by J. Stauffer and L. Rebull. This period phases the longitudinal field and radial velocity data as well as the 2.7 d period, but it corresponds to the global best period from ZDI. Thus the 1.577 d period is both based on higher quality photometric data, and provide a better fit to our spectropolarimetric data.

Given the uncertainty in the luminosity and photometric radius of HII 739, we do not use the radius period and  $v \sin i$  to derive an inclination. Instead we search for the inclination which provides the maximum entropy ZDI map, finding the value  $i = 51 \pm 20 \text{ deg}$ . While this value is somewhat uncertain, it is consistent with the radius, period, and  $v \sin i$  values derived using the association isochrone.

### A11 PELS 031

PELS 031 (Melotte 22 PELS 031, TYC 1247-76-1) is a member of the Pleiades (van Leeuwen, Alphenaar & Brand 1986; Stauffer et al. 2007). A photometric rotation period was reported by Hartman et al. (2010) of  $P = 2.9190 \pm 0.0003$ . However, this does not phase our  $V$  profiles sensibly (and is inconsistent with our ZDI period search); therefore, we reject this period.

The range of periods that are plausible from our  $v \sin i$  and radius are roughly 1–4.5 d (assuming  $90 > i > 10 \text{ deg}$ ). From our period search using ZDI, the best period we find is  $\sim 2.5 \text{ d}$ . An alternative rotation period at 5.0 d is found, but this is inconsistent with stellar radius and  $v \sin i$ ; therefore, we reject it as an alias of the real value. The maximum in entropy at 2.5 d is relatively broad ( $\pm 0.1 \text{ d}$ ), due to the short time period the observations were collected over. However, this maximum is unique, and substantially above any other maxima in the periodogram. This does not provide the optimal phasing of our longitudinal magnetic field measurements, but the phasing is acceptable, and the variability in  $B_l$  is weak. A large number of the  $V$  profiles of PELS 031 show ‘crossover’ signatures, with small net longitudinal field values, consequently the longitudinal magnetic field is not as well suited to determining the rotation period as a full ZDI fit. These nearly constant crossover signatures suggest a strong toroidal belt, which is confirmed by the ZDI magnetic map. The radial velocity periodogram is ambiguous, but the strongest period is  $2.7 \pm 0.2 \text{ d}$ . Therefore we adopt  $2.5 \pm 0.1 \text{ d}$  as the rotation period for the star, but note that this is the one case where we do not have a strong confirmation of the ZDI period through other measures.

### A12 HII 296

HII 296 (Melotte 22 HII 296, V966 Tau, TYC 1799-963-1) is a member of the Pleiades (Hertzsprung 1947; Deacon & Hamby 2004). An older rotation period measurement exists for HII 296 from Magnitskii (1987) of  $P = 2.53 \text{ d}$ , based on photometry. This period appears to phase their observations well; however, it is not clear how precise this value is. A more recent period was measured by Hartman et al. (2010) of  $P = 2.60863 \pm 0.00009 \text{ d}$ , based on photometry (Sloan  $r$  band). Our data was not sufficient to derive a reliable unique rotation period for this star, largely due to the weak amplitude of the Stokes  $V$  signatures relative to the noise. However, in our data a period of 2.61 d is one of the two best maximum entropy solutions from ZDI. This is strongest maximum entropy period that is also consistent with the longitudinal magnetic field variability. We adopt the value from Hartman et al. (2010), as it is more precise, and more importantly it phases our observations well for both longitudinal magnetic field and ZDI maps.

### A13 V447 Lac

V447 Lac (HD 211472, HIP 109926, TYC 3986-2960-1, BD+53 2831) is a member of the Her-Lyr moving group (Eisenbeiss et al. 2013). Strassmeier et al. (2000) find a photometric rotation period of 4.4266 d (based on 74 observations over 88 d).

Our period search for the star from longitudinal magnetic field measurements yields several ambiguous periods, due to our relatively sparse data set. However, one of the stronger minima in  $\chi^2$  is consistent with the period from Strassmeier et al. (2000). We find no clear radial velocity variability. The period search from ZDI is similarly ambiguous; however, again one of the stronger maxima agrees with Strassmeier et al. (2000). Our observed  $v \sin i$  is low ( $4.6 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ), but when combined with the derived radius



( $0.81 \pm 0.03 R_{\odot}$ ), it is consistent with this period (for  $i = 29_{-4}^{+5}$ ). Therefore, our data support the period of Strassmeier et al. (2000). Since they provide no uncertainty estimate we assume a conservative uncertainty of 0.1, and we adopt the value of  $P = 4.43 \pm 0.10$  d.

#### A14 DX Leo

DX Leo (HD 82443, HIP 46843, TYC 1962-469-1, BD+27 1775) is a member of the Her-Lyr moving group (Gaidos 1998; Eisenbeiss et al. 2013). Messina et al. (1999) performed a detailed study of DX Leo, and they find a rotation period of  $P = 5.377 \pm 0.073$  d, based on photometry. They also derive an approximate differential rotation of  $\Delta\Omega/\Omega_{\text{eq}} \sim 0.04$ , based on apparently cyclical variations in their measured rotation periods. They also attempt to map the spot distribution of the star based on this photometry, (using an approximate inclination of  $i = 60^{\circ}$ ). Strassmeier et al. (2000) measured a photometric rotation period of 5.409 d, based on a smaller data set (46 observations over 91 d). This strongly supports the value of Messina et al. (1999), and we prefer the value of Messina et al. (1999) since it was based on a larger data set, and being slightly shorter may be closer to the true equatorial period, due to differential rotation.

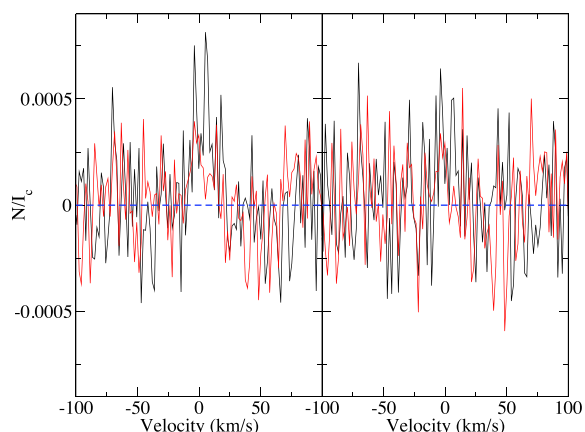
Our observations agree with the period of Messina et al. (1999). We find a well-defined period from longitudinal magnetic field data ( $P = 5.18_{-0.16}^{+0.19}$  d), and a consistent period from the radial velocity variability. We also find a consistent period from our ZDI analysis ( $P = 5.45 \pm 0.15$  d). Therefore, we adopt the value  $P = 5.377 \pm 0.073$  d. Based on this period and our radius and  $v \sin i$  measurements, we derive an inclination of  $i = 58.0_{-6.1}^{+8.0}$ , which is consistent with Messina et al. (1999).

#### A15 V439 And

V439 And (HD 166, HIP 544, TYC 1735-927-1, BD+28 4704) is a member of the Her-Lyr moving group (Gaidos 1998; López-Santiago et al. 2006; Eisenbeiss et al. 2013). Gaidos, Henry & Henry (2000) find a photometric rotation period of  $6.23 \pm 0.01$  d, based on 33 observations. López-Santiago et al. (2010) and Eisenbeiss et al. (2013) quote a rotation period from the literature of 5.69 d, but neither set of authors provides a reference for this value; thus, we consider this value unreliable. Our period search with longitudinal magnetic fields ( $P = 6.5 \pm 0.4$  d) and ZDI ( $P = 6.15 \pm 0.20$  d) produce consistent values, but with significant uncertainties. The radial velocity variability is very weak, and the period search from radial velocity is somewhat ambiguous, but the dominant period is  $6.0 \pm 0.4$  d, with several aliases near 2 d. These periods are all consistent with our observed  $v \sin i$  and derived radius. Since all our period estimates are in good agreement with Gaidos et al. (2000) we adopt their rotation period.

### APPENDIX B: SPURIOUS SIGNAL IN LOW S/N OBSERVATIONS

Technical problems were encountered during preparatory runs for this project, for observations of late-type stars (G and K) with low S/N ( $<70$  at the peak, per spectral pixel). In these observations, spurious signal in the diagnostic ‘Null’ was found, which appears to also contaminate the Stokes  $V$  profile. The null spectrum is generated in a similar fashion to the  $V$  spectrum, but sub-exposures of different polarization are combined destructively as described by Donati et al. (1997). If the instrument is functioning properly the null is expected to contain only noise. We have encountered this



**Figure B1.** Left: two sample null LSD profiles, with spurious signal (from HII 296). Right: the same two null LSD profiles calculated using only higher S/N orders (redwards of 500 nm). This example represents the worst case for observations included in our analysis. The large majority of observations were collected at higher S/N and do not have any detectable spurious signal in the null.

problem with observations from both ESPaDOnS at the CFHT and with Narval at the TBL. The spurious signal is only clearly visible in LSD profiles of the stars; however, in the worst cases its amplitude can approach that of a typical Zeeman signature in these stars.

In light of this, the CFHT engineering run 12BE96 was devoted to investigating the problem. The conclusions from that run were that the problem stems from imperfect background subtraction during the data reduction phase, and that the problem can be resolved by ensuring a peak S/N above 100. For observations of late-type stars with  $S/N < 70$ , the spectral orders far to the blue can contain only a few counts per CCD pixel above an interorder background of a few hundred. Thus, a small underestimation of the interorder background can have a large impact the reduced spectrum, particularly in the blue.

On careful inspection of observations badly contaminated with this spurious signal, we find that it is generated in the bluest spectral orders, where the S/N is lowest. Specifically, LSD profiles generated using lower S/N spectral orders produce substantially worse spurious contamination, whereas LSD profiles generated using higher S/N spectral orders have little to no spurious contamination. This is illustrated in Fig. B1. We speculate that this problem has not been encountered in low S/N observations of hot stars due to the lower density of spectral lines in the low S/N orders of those observations. Both hotter and cooler stars have the majority of their spectral lines in the blue, but for hotter stars this is near the peak of the flux distribution. Thus for hot stars, spurious signal may be present in the low S/N orders in the red; however, since very few spectra lines are in the red it would likely not contaminate an LSD profile to any detectable degree.

This matches our experience with preliminary observations for the HMS project. For observations made after 2012, where we maintain a S/N above 100 (typically 150) we do not encounter any significant spurious signal. However, for some older observations obtained with Narval at the TBL in 2009 where the S/N falls below 100, a weak spurious signal in the null profile can be observed. In these cases, the spurious signal is generated in the bluest spectral orders, where the S/N is lowest.

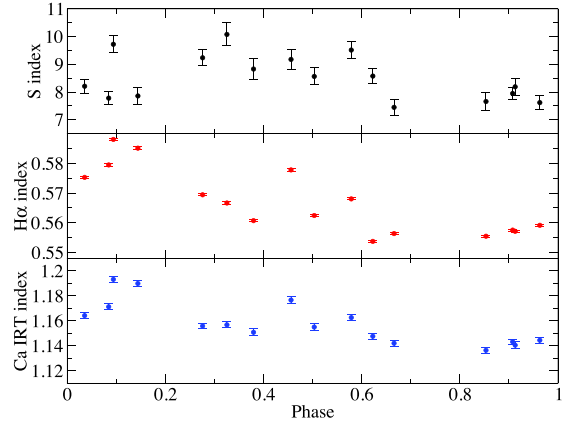
For observations of some stars with peak S/N between 100 and 150, while no statically significant spurious signal is found in individual observations, averaging over all observations of a star can produce a weak but significant spurious signal in the mean null LSD profile. This suggests that there may still be a weak spurious signal in the observations at this S/N level. Restricting the LSD analysis to higher S/N orders of the star (e.g.  $>500$  nm) eliminates the spurious signal in these mean LSD profiles.

Because of this spurious S/N problem, in the observations for this programme we always aimed for a peak S/N above 100, and preferably above 150. Furthermore, for all our observations we restrict our analysis to the red part of the spectrum,  $>500$  nm. This ensures we avoid contamination by any potential spurious signal. Since there is very little real signal in those bluest orders, discarding them has virtually no impact on the sensitivity of our observations. Thus the restriction to  $>500$  nm can be applied to all observations without any loss of data quality.

### APPENDIX C: EMISSION INDICES

For all the observations, we calculated indices characterizing the emission in a few lines, following the procedure of Marsden et al. (2014). For the calcium H&K lines, we calculated a Mount Wilson S-index following the method of Wright et al. (2004). We used the calibration of the S-index for ESPaDOs and Narval from Marsden et al. (2014), thus these values are directly comparable to the Mt Wilson S-index measurements. The S-index was calculated using the flux in two triangular filters centred on the H&K lines, divided by the flux in two rectangular filters on either side of the H&K lines. These fluxes were scaled by calibration coefficients for ESPaDOs and Narval from Marsden et al. (2014). We calculated similar indices for the calcium infrared triplet (Ca IRT) and H $\alpha$ . The Ca IRT index consists of three rectangular filters centred on the lines in the triplet, and a pair of rectangular filters on either side of the triplet defining the continuum level. We also calculated an index for H $\alpha$  emission, consisting of a rectangular filter centred on H $\alpha$ , and a pair of rectangular filters on either side defining the continuum level. These values are summarized in Table C1.

Chromospheric emission should be modulated with stellar rotation. However, due to its complex structure, and large amount of intrinsic variability, it provides a poor means of measuring stellar



**Figure C1.** Emission indices measured for TYC 6349-200-1, phased with the rotation period derived in Section 4.3. Plotted are the S index (for Ca II H&K emission), and similar indices constructed for H $\alpha$  and the Ca IRT triplet.

rotation. Consequently, we phase the emission indices with the stellar rotation period, and generally they show coherent variability, but we do not attempt to measure a stellar rotation period from them. An example of emission indices phased with their stellar rotation period is shown in Fig. C1.

Since the chromospheric structure is more complex than the large-scale photospheric magnetic structure, the chromospheric variability is more complicated than the disc-integrated longitudinal magnetic field. Furthermore, the chromospheric structure may change more rapidly than the photospheric magnetic field, so variability between rotation cycles may be much larger for these emission indices than the observed magnetic fields.

### APPENDIX D: CONVECTIVE TURNOVER TIMES

In order to calculate accurate Rossby numbers, realistic convective turnover times are necessary. In this work we used convective turnover times computed from the evolutionary models in Section 3.2, and take the value at one pressure scaleheight above

**Table C1.** Emission line indices for the stars in this study. Presented are the means and standard deviations (characterizing variability) for the full observed data sets.

Star	Assoc.	S index		H $\alpha$ index		Ca IRT index	
		Mean	Stdev.	Mean	Stdev.	Mean	Stdev.
TYC 6349-0200-1	$\beta$ Pic	8.53	0.79	0.567	0.011	1.158	0.017
HIP 12545	$\beta$ Pic	6.80	0.53	0.581	0.014	1.180	0.019
TYC 6878-0195-1	$\beta$ Pic	3.96	0.33	0.494	0.009	1.109	0.013
BD-16351	Columba	1.58	0.29	0.464	0.009	1.092	0.015
LO Peg	AB Dor	2.52	0.29	0.593	0.015	1.186	0.016
PW And	AB Dor	1.45	0.08	0.515	0.012	1.188	0.014
HIP 76768	AB Dor	4.78	1.16	0.563	0.017	1.140	0.021
TYC 0486-4943-1	AB Dor	2.55	0.37	0.452	0.006	1.024	0.006
TYC 5164-567-1	AB Dor	1.53	0.15	0.413	0.005	1.040	0.007
HII 739	Pleiades	0.53	0.01	0.368	0.003	1.048	0.007
PELS 031	Pleiades	1.93	0.26	0.454	0.006	1.086	0.011
HII 296	Pleiades	1.05	0.05	0.425	0.006	1.098	0.013
V447 Lac	Her-Lyr	0.52	0.01	0.334	0.002	0.892	0.005
DX Leo	Her-Lyr	0.61	0.01	0.363	0.004	0.968	0.004
V439 And	Her-Lyr	0.46	0.02	0.321	0.002	0.885	0.006

the base of the convection zone. The location of one pressure scaleheight was chosen as this yields values the most consistent with Noyes et al. (1984) and Cranmer & Saar (2011). This makes our Rossby numbers the most directly comparable to many literature values. Changing the location in the model where the convective turnover time is taken significantly changes the resulting turnover time. However, this does so in a uniform fashion for all our stars; thus, it does not change the quality of the correlation between Rossby number and mean large-scale magnetic field strength, discussed in Section 6.1. The exponent of the power law describing this correlation is not significantly affected by the choice of location; however, the coefficient in front of the power law does change. This is important in that it impacts specific value of the Rossby number at which magnetic saturation may occur.

For the comparison sample of older field stars, discussed in Section 6.2, we calculated convective turnover times in the same way as for our younger sample, using the same theoretical evolutionary tracks.  $T_{\text{eff}}$  was taken from the references for individual stars in that section. We rederived luminosities for the stars in a homogeneous fashion. Luminosity was computed using 2MASS  $J$ -band photometry, *Hipparcos* parallaxes, and the bolometric correction of Pecaut & Mamajek (2013), and assuming negligible extinction. The exception to this is HD 131156A & B, which is unresolved in 2MASS;

thus, we use  $V$ -band photometry and the relevant bolometric correction from Pecaut & Mamajek (2013). The  $T_{\text{eff}}$  and luminosity were compared to evolutionary tracks and used to derive convective turnover times.

For the comparison sample of TTS, discussed in Section 6.3, convective turnover times were calculated in the same fashion as for our older star samples. Luminosity and  $T_{\text{eff}}$  were taken from the literature sources in Section 6.3, and compared to the evolutionary tracks to derive convective turnover times. We did not rederive luminosities for these stars, given the complexities involved due to large amounts of variability and extinction. Note that there is potentially a large systematic uncertainty in these convective turnover times. As these stars become fully convective, the location of the dynamo may change; thus, it is not clear at what point in the star to take the convective turnover time. We have continued to use the value at one pressure scaleheight above the base of the convection zone; however, this approaches one pressure scaleheight above the centre of the star.

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

## 6.2 Habitabilité - Art. Gallet et al. (2016)

Le nombre d'exoplanètes détectées et confirmées ne cesse de croître, si bien que la probabilité de trouver une planète semblable à la Terre augmente continuellement. La zone habitable, définie suivant différents critères variables d'une étude à l'autre, rend compte de la région autour de l'étoile dans laquelle l'eau liquide, symbole de vie, peut être présente à la surface des planètes. Mais, alors qu'il est clair qu'être dans la zone habitable pour une planète n'implique pas nécessairement d'être habitable, une étude systématique de l'évolution de cette région est nécessaire pour prendre en compte l'évolution des paramètres stellaires dont elle dépend.

Dans le cadre de cette étude, nous utilisons des modèles d'évolution avec un traitement cohérent de l'évolution rotationnelle calculés avec STAREVOL, pour étudier l'évolution de la zone habitable et les limites de ce que nous appellerons la zone d'habitabilité continue (*continuous habitable zone* : Ensemble des orbites pour lesquelles une planète restera habitable pendant une durée donnée (2 ou 4 Ga ici)) en fonction de différents paramètres stellaires tels que la masse de l'étoile et de la planète, la métallicité ou la vitesse de rotation.

Nous montrons que la masse et la métallicité sont les paramètres stellaires qui ont les effets les plus importants sur les limites de la zone d'habitabilité. Et, à l'inverse, pour une étoile de masse donnée à une certaine composition chimique, la rotation stellaire n'a qu'un effet marginal sur ces limites et ne modifie pas la largeur de la zone habitable. De plus, on confirme que pour une étoile de masse et métallicité données, les limites de la zone habitable restent constantes pendant la quasi-totalité de la séquence principale.

L'évolution des limites de la zone habitable est également corrélée à l'évolution de l'activité stellaire (quantifiée grâce nombre de Rossby ici) qui dépend de la masse considérée. On montre en particulier que l'activité magnétique n'a que peu de conséquence dans le cas des étoiles plus massives, mais que ses effets peuvent avoir un impact important sur l'habitabilité autour des naines M. Ainsi, pour ces étoiles, l'activité stellaire ne peut être négligée et peut avoir un impact important sur le développement de la vie, spécialement au début de la zone habitable continue des étoiles de faibles masses.

En utilisant des lois d'échelles empiriques pour quantifier l'intensité du champ magnétique stellaire, on peut également contraindre (à l'ordre 0) le champ magnétique de la planète requis pour que sa magnétosphère offre une protection suffisante pendant toute l'évolution de l'étoile.

Les résultats de cet article peuvent être utilisés pour estimer au premier ordre l'habitabilité d'une exoplanète.



# Impacts of stellar evolution and dynamics on the habitable zone: The role of rotation and magnetic activity

F. Gallet<sup>1</sup>, C. Charbonnel<sup>1,2</sup>, L. Amard<sup>1,4</sup>, S. Brun<sup>3</sup>, A. Palacios<sup>4</sup>, and S. Mathis<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Department of Astronomy, University of Geneva, Chemin des Maillettes 51, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>2</sup> IRAP, UMR 5277, CNRS and Université de Toulouse, 14, av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>3</sup> Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/DRF-Université Paris Diderot-CNRS, IRFU/SAP Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>4</sup> LUPM, UMR 5299, Université Montpellier/ CNRS, Montpellier, France

Received / Accepted

## ABSTRACT

**Context.** With the ever growing number of detected and confirmed exoplanets, the probability to find a planet that looks like the Earth increases continuously. While it is clear that being in the habitable zone does not imply being habitable, a systematic study of the evolution of the habitable zone is required to account for its dependence upon stellar parameters.

**Aims.** In this article, we aim to provide the community with the dependence of the habitable zone upon the stellar mass, metallicity, rotation, and for various prescriptions of the limits of the habitable zone.

**Methods.** We use stellar evolution models computed with the code STAREVOL, that includes the most up to date physical mechanisms of internal transport of angular momentum, and external wind braking, to study the evolution of the habitable zone and of the continuously habitable zone limits.

**Results.** Mass and metallicity are the stellar parameters that have the most dramatic effects on the habitable zone limits. Conversely, for a given stellar mass and metallicity, stellar rotation has only a marginal effect on these limits and does not modify the width of the habitable zone. Moreover, and as expected on the main-sequence phase and for a given stellar mass and metallicity, the habitable zone limits remain almost constant which confirm the usual assumptions of a relative constancy of these limits during that phase. The evolution of the habitable zone limits is also correlated to the evolution of the stellar activity (through the Rossby number) that depends on the stellar mass considered. While the magnetic activity has negligible consequence in the case of more massive stars, these effects may have a strong impact on the habitability of a planet around M dwarf stars. Thus, stellar activity cannot be neglected and may have strong impacts on the development of life during the early stage of the continuously habitable zone phase of low-mass stars. Using observed trends of stellar magnetic field strength we also constrain the planetary magnetic field (at the zero order) required for a sufficient magnetospheric protection during the whole stellar evolution.

**Conclusions.** We explicit for the first time the systematic dependence of planet habitability on stellar parameters along the full evolution of low- and intermediate-mass stars. These results can be used as physical inputs for a first order estimation of exoplanetary habitability.

**Key words.** Planets-Stars: interaction – Stars: evolution – Stars: activity – Stars: solar-type – Stars: low-mass – Planets and satellites: physical evolution

## 1. Introduction

With more than 3000 exoplanets detected inside a broad range of configurations in terms of distance from the star, size, mass, and atmospheric conditions, the probability to find more habitable planets may dramatically increase in near future.

Thanks to the improving accuracy of modern observational techniques, such as the radial velocity and transit methods, newly detected planets have continuously reached smaller radius and mass since the first confirmed exoplanet 51 Peg b ( $\approx 150 M_{\oplus}$ ) discovered by Mayor & Queloz (1995). At the beginning, observed exoplanets were only found close to their host star (later named hot Jupiters), but now detection of telluric planets starts to be frequent<sup>1</sup> e.g. Gliese 581 c (Udry et al. 2007), Gliese 581 e (Mayor et al. 2009), Kepler-9 d (Holman et al. 2010), Kepler-10 b (Batalha et al. 2011),

Kepler-11 f (Lissauer et al. 2011), Kepler-37 d (Borucki et al. 2011), alpha Cen B b (Dumusque et al. 2012), Kepler-186 f (Quintana et al. 2014), Kepler-438 b (Torres et al. 2015).

Among these observed objects, there is Kepler-438 b (Torres et al. 2015) that have been recently confirmed to be inside the habitable zone of its host's star Kepler-438, an M-dwarf star that have a mass of  $0.544 M_{\odot}$  and a radius of  $0.520 R_{\odot}$ . Kepler-438 b is quite close from the Earth's radius ( $1.12 R_{\oplus}$ ), and though to possess a rocky internal structure with a probability of 69.6% (Torres et al. 2015). Such peculiar star-planet system is very interesting to analyse since in that configuration, i.e. where the planet is quite close to its star (around 0.16 AU for Kepler-438 b), both magnetic and tidal interactions between the two bodies are not negligible (e.g. Strugarek et al. 2014, 2015; Mathis 2015; Bolmont & Mathis 2016) and could imply tidal dissipation, spin-orbit resonance, and synchronisation of the planet rotation period (Heller et al. 2011; Quintana et al. 2014).

Send offprint requests to: F. Gallet,  
email: Florian.gallet@unige.ch

<sup>1</sup> <http://exoplanets.org/>

Studying and constrain habitability of this kind of star-planet systems will then be quite difficult but interesting as every physical processes that play even a minor role in the close environment of the star will have to be included.

Life can be found in an extremely wide variety of conditions. Even on Earth, life forms can be found from extremophile up to mesophile organisms. Since “life” is a process rather than a substance, providing a definition for it is not straightforward. However, the development of life needs three key ingredients: a source of energy, some organic material, and a solvent (Forget 2013). Life form beyond Earth boundary is completely unknown (yet) and naturally leads to habitable zone’s conditions described for the kind of organisms found on Earth. However and despite this geocentric definition, the habitable zone is generally defined in astrophysics as the orbital area around a star where liquid water can be present at the surface of the planet (Hart 1976; Kasting et al. 1993; Leconte et al. 2015; Gallet et al. 2016). Indeed, water is one of the main ingredients for organisms to metabolize and reproduce (Kasting 2010; Güdel et al. 2014).

A planet is called habitable when its orbital radius lies inside the habitable zone and the conditions of habitability are fulfilled. These conditions are not well defined yet and are linked to complexification processes. For instance, the presence of a planetary magnetosphere is thought to have a strong impact in helping complexification through magnetic shielding (Vidotto et al. 2013; Strugarek et al. 2014, 2015; Vidotto et al. 2015). While the temporal evolution of the habitable zone is often not taken into account to study planetary habitability (Kasting et al. 1993; Leconte et al. 2013b), the earlier and subsequent evolution of the habitable zone limits closely follow the inherent evolution of the host-star parameters (Gallet et al. 2016). This evolution can be very fast during peculiar phases of the stellar life, so that a planet seen in the habitable zone at a time  $t$  can leave it in few Myrs. This leads to another important concept that is the continuously habitable zone limits which is linked to the time required, for a planet inside the habitable zone, to favour the emergence of complex organisms (Kasting et al. 1993). The minimum time required by “life” for complexification is not well known and is usually fixed assuming Earth-like life (between 2 and 4 Gyr, see Valle et al. 2014; Truitt et al. 2015).

Because of these complex habitability conditions, a planet found inside the habitable zone is not necessarily considered as habitable. However, the prime condition to analyse when studying the habitability of a recently detected planet is whether or not this planet is inside the habitable zone. We then definitely need to perfectly comprehend its evolution as a function of the variation of the stellar parameters.

The aim of this article is to study the impact of stellar parameters such as metallicity, mass, and rotation all along the evolution of low- and intermediate mass stars on the limits of the habitable zone (hereafter HZ, see also Gallet et al. 2016). Such investigation has already been performed by Valle et al. (2014), Truitt et al. (2015) and more recently by Gallet et al. (2016), but in the case of non-rotating stellar models. Here we investigate for the first time the impact of stellar rotation and look for a correlation between the stellar activity and the evolution of the HZ limits. We also display more details and extend the results of Gallet et al. (2016).

The structure of this article is as follows. In Sect. 2 we present the reference grid of stellar models that we used to get the evolution of the internal structure and global parameters that play a role in the current prescriptions for habitability. In Sect. 3 we give the prescriptions we use for the definition of the HZ and its evolution from the early pre-main sequence phase up to

the red giant branch as a function of the stellar parameters. We first study the impact of stellar parameters (including rotation and metallicity ranging from  $Z=0.0005$  to  $Z=0.0255$ ) along the evolution of a solar-type star in Sect. 4 and explore the range of stellar mass between 0.2 and 2 solar masses in Sect. 5. We then examine in Sect. 6 the evolution of the continuously habitable zone. Finally, in Sect. 7 we explore the correlation between stellar activity and evolution of the habitable zone limits and we conclude in Sect. 8.

## 2. Reference grid of stellar models

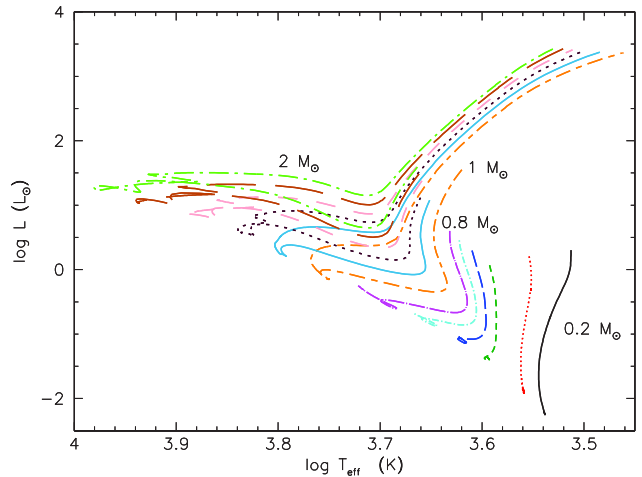
This paper is based on a grid of standard and rotating stellar models we computed with the code STAREVOL for a range of initial masses between 0.2 and 2  $M_{\odot}$  and for four values of  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.28, 0, -0.49,$  and  $-1.42$  (corresponding to metallicities  $Z=0.0255, 0.0134, 4.3\times 10^{-3},$  and  $5\times 10^{-4}$  respectively).

We refer to Amard et al. (2016) for a detailed description of the stellar evolution code STAREVOL and of the physical inputs (equation of state, nuclear reaction, opacities) as well as the mechanisms that impact the internal transport of chemicals and angular momentum. We briefly recall here the main points.

### 2.1. Basic input physics

At solar metallicity, the initial helium mass fraction and the mixing length parameters are calibrated on a solar model with the solar mixture of Asplund et al. (2009), and their values are 0.2689 and 1.702 respectively. We kept the same value of the mixing length parameter for all the stellar models. Mass loss rate is applied from the first model on the pre-main sequence (hereafter PMS) and estimated using the prescription of Cranmer & Saar (2011).

Figure 1 shows the evolution tracks in the Hertzsprung-Russell diagram (hereafter HRD) of the standard models of masses 0.2, 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, and 2  $M_{\odot}$  at solar metallicity.



**Fig. 1.** Stellar evolution tracks in the HRD for the standard models of 0.2, 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, and 2  $M_{\odot}$  at solar metallicity. The tracks are shown up to the red-giant branch tip for the more massive stars that have a lifetime lower than 20 Gyr, and up to this age for the lower mass stars.

**Table 1.** Initial velocity used for the stellar rotating tracks at solar metallicity. (1993) as

Mass ( $M_{\odot}$ )	Initial velocity ( $\Omega_{\odot}$ )	Designation
0.3	23	fast
0.3	3.8	slow
1.0	18.1	fast
1.0	3.64	slow
1.4	10	fast
1.4	2.78	slow
2.0	3.97	fast
2.0	2.4	slow

## 2.2. Rotation

In this work additional rotating models for the 0.3, 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  stars (see Tab. 1) at various initial rotation rate are also considered but not shown in Fig. 1.

The treatment of angular momentum evolution is applied from the first model on the PMS phase using the complete formalism developed by Zahn (1992); Maeder & Zahn (1998); Mathis & Zahn (2004), which takes into account advection by meridional circulation and diffusion by shear turbulence (see Palacios et al. 2003, 2006; Decressin et al. 2009). Solid-body rotation is assumed for the convective regions. Magnetic braking is applied from the PMS onward and up to the tip of the red giant branch following Matt et al. (2015).

The initial stellar rotation of the solar-like star model is calibrated using the two extreme rotational tracks (fast and slow) from the 2-zones model of Gallet & Bouvier (2015). For lower and higher masses the observed ratio  $r = \Omega_*/\Omega_{\text{crit}}$  at 1 Myrs, where  $\Omega_{\text{crit}}$  is the critical velocity, is adopted to constrain the initial velocity ( $r = 40\%$  and  $6\%$  for the fast and slow rotators, respectively).

In addition to the treatment of transport and loss of angular momentum and mass, the models include the modification of the effective gravity by the centrifugal forces and its effect on the stellar structure equations following Endal & Sofia (1976).

## 3. Habitable Zone

### 3.1. Definitions

There are two methods to estimate the location of the HZ limits. The first one relies on the equilibrium temperature calculation that requires a strong assumption about the planetary Bond albedo, i.e. the reflectance of the planet's surface (usually taken equal to the Earth's albedo = 0.3). The second method is based on a climate model that directly estimates the albedo as the ratio between the upward and downward fluxes, inside the planetary atmosphere, that are emitted and received, respectively, by the planet (Kasting et al. 1993; Kopparapu et al. 2013, 2014).

The HZ of an exoplanet is generally defined as the area (in terms of distance from its central star) in which a rocky planet, with the right atmosphere, can maintain liquid water at its surface (see Kopparapu et al. 2013, 2014; Linsenmeier et al. 2015; Torres et al. 2015). Planets complying to this definition are named class I planet by opposition to other type of planets where liquid water can be found under an ice crust (see Lammer et al. 2009) with the possibility of a sub-surface habitability. The HZ limits (hereafter HZL) are analytically given by Kasting et al.

$$d = \left( \frac{L/L_{\odot}}{S_{\text{eff}}} \right)^{0.5} \text{ AU}, \quad (1)$$

where  $d$  refers to both the inner or outer edge of the HZ (see below),  $L$  is the stellar luminosity,  $L_{\odot}$  the luminosity of the present Sun, and  $S_{\text{eff}}$  is the effective stellar flux (Kasting et al. 1993; Kopparapu et al. 2013, 2014) expressed as the ratio of the outgoing IR flux  $F_{\text{IR}}$  produced by the planet to the net incident stellar flux  $F_{\text{inc}}$  received by the planet from the star

$$S_{\text{eff}} = \frac{F_{\text{IR}}}{F_{\text{inc}}}. \quad (2)$$

$F_{\text{IR}}$  is estimated thanks to 1-D radiative-convective climate models such as the one developed by Kasting et al. (1993) and Leconte et al. (2013b).

Usually, the inner edge of the HZ is chosen to correspond to the runaway greenhouse limit that corresponds to the moment when the surface temperature of the planet is high enough so that the surface of the planet and the base of its atmosphere starts to radiate in both near-IR and visible. These radiations thus increase the outward flux  $F_{\text{IR}}$  while Rayleigh scattering effects, due to the vapour content, reduced the absorption of the near-IR flux inside the planetary atmosphere leading to the saturation of the inward flux  $F_{\text{inc}}$  (Kopparapu et al. 2013, 2014). The surface temperature of the planet then reaches  $T_{\text{surf}} \gg 647$  K at which water reservoirs are completely evaporated. The legitimacy of this inner limit is presently questioned by the community as at that point the surface temperature of a given planet is way too high to maintain Earth-like life. The runaway greenhouse limit represents a quite optimistic limit and somehow the extreme internal limit of the HZ. The outer edge of the HZ is defined by the maximum greenhouse limit, where the  $\text{CO}_2$  Rayleigh scattering reduces the efficiency of the greenhouse effect. At that limit, the planetary surface temperature is fixed at 273 K (i.e. the freezing point of water, Kasting et al. 1993; Selsis et al. 2007; Kopparapu et al. 2013, 2014).

In this work we refer to the HZL as the location of the inner and outer edge of the HZ around the considered star, while the width of the HZ is the distance between the inner and outer edge of the HZ.

### 3.2. Prescriptions from the literature

In this section we describe different prescriptions from the literature that are used to estimate the HZL. We compare in Sect. 4.2 the impact of each of these prescriptions on the HZL.

Kopparapu et al. (2014)

Using the 1-D radiative-convective cloud-free climate model from Kasting et al. (1993), Kopparapu et al. (2014) provide an analytic expression for  $S_{\text{eff}}$  that one can directly use to compute the HZL. By using a polynomial fit, they expressed  $S_{\text{eff}}$  as a function of the effective temperature of the host star  $T_{\text{eff}}$  for different cases of HZL definition (and thus planetary atmosphere) as

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{eff}\odot} + aT_* + bT_*^2 + cT_*^3 + dT_*^4, \quad (3)$$

where  $T_* = T_{\text{eff}} - 5780$ .  $S_{\text{eff}\odot}$  is self-consistently estimated and somehow represents the strength of the greenhouse effect.  $S_{\text{eff}\odot}$ ,

$a$ ,  $b$ ,  $c$ , and  $d$  are model parameters that depend on the planetary atmosphere. Here we use the values listed in Table 2.

For the inner edge, Kopparapu et al. (2013) started their modelling with a fully saturated “Earth” model and considered that the flux received by the planet at the top of its atmosphere is the same as that received from the Sun by the Earth (i.e.  $1360 \text{ W.m}^{-2}$ ). Then they increased the surface temperature ( $T_s$ ) of the planet from 200 up to 2200 K and looked at the evolution of the two fluxes, planetary albedo, and  $S_{\text{eff}}$ . The moment when  $S_{\text{eff}}$  runaways defines the runaway greenhouse limit. For the outer edge, Kopparapu et al. (2013) started their simulation with a 1 bar  $\text{N}_2$  planetary atmosphere with a surface temperature of 273 K (i.e. the freezing point of water). Then they increased the  $\text{CO}_2$  partial pressure from 1 to 35 bar and followed the evolution of  $S_{\text{eff}}$  that exhibits a minimum that is reached when the efficiency of the greenhouse effect due to  $\text{CO}_2$  compound is maximum. This minimum is called the maximum greenhouse limit and corresponds to the largest distance, from the star, required to maintain a surface temperature of 273 K on the planet.

Kopparapu et al. (2014) explored three different masses (0.1, 1, and  $5 M_{\oplus}$ ) and concluded that the larger the planet, the wider the HZL. In the present work we only consider the Earth mass planet case.

**Table 2.** Value of the constants given by Kopparapu et al. (2014).

	$S_{\text{eff}\odot}$	$a (10^{-4})$	$b (10^{-8})$	$c (10^{-12})$	$d (10^{-15})$
inner	1.107	1.332	1.58	-8.308	-1.931
outer	0.356	0.6171	0.1698	-3.198	-0.5575

All the calculations reported in Kopparapu et al. (2014) assumed a Sun like star but these prescriptions are applicable, using interpolation, for stars with effective temperatures between 2600 and 7200 K, i.e. between 0.1 and  $1.4 M_{\odot}$  (Kopparapu et al. 2014).

Selsis et al. (2007)

Selsis et al. (2007) also provide a prescription for the inner and outer edge of the HZ that is based on the various cases of planetary atmosphere explored by Kasting et al. (1993). They use the following expression for the effective stellar flux :

$$S_{\text{eff}} = \frac{1}{(S_{\text{eff}\odot} - aT_* - bT_*^2)} \quad (4)$$

where  $T_* = T_{\text{eff}} - 5700$ . The values of  $S_{\text{eff}\odot}$ ,  $a$ , and  $b$  are given in Table 3. For the inner edge we used  $S_{\text{eff}\odot,\text{in}} = 0.84$  in the case of a runaway greenhouse limit (0.95 corresponds to the  $T_{\text{surf}} = 373$  K limit).

**Table 3.** Value of the constants given by Selsis et al. (2007).

	$S_{\text{eff}\odot}$	$a (10^{-4})$	$b (10^{-9})$
inner	0.84-0.95	0.27619	3.8095
outer	1.67	1.3786	1.4286

The parabolic fitting of Selsis et al. (2007) is here scaled to the values found by Kasting et al. (1993) in the case of a G2 star and can be extrapolated to stars with  $T_{\text{eff}}$  between 3700 and 7200 K.

Underwood et al. (2003)

We finally give the HZ prescription from Underwood et al. (2003), who also use a polynomial fit to express the effective stellar flux  $S_{\text{eff}}$

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{eff}\odot} + aT_{\text{eff}} + bT_{\text{eff}}^2, \quad (5)$$

where  $T_{\text{eff}}$  is the effective stellar surface temperature, and the values of  $S_{\text{eff}\odot}$ ,  $a$ , and  $b$  are summarized in Table 4).

**Table 4.** Value of the constants given by Underwood et al. (2003).

	$S_{\text{eff}\odot}$	$a (10^{-4})$	$b (10^{-8})$
inner	1.268	-2.139	4.190
outer	0.2341	-0.1319	0.619

Using the different cases provided by Kasting et al. (1993), Underwood et al. (2003) estimate the effective stellar flux as a function of the effective temperature between 3700 K (M0 star) and 7200 K (F0 star).

Among the three expressions above, Selsis et al. (2007) and Underwood et al. (2003) are both based on the work of Kasting et al. (1993) and the difference that they may have is a consequence of the fitting method employed to express the stellar flux  $S_{\text{eff}}$  as a function of  $T_{\text{eff}}$ . The main difference between Kopparapu et al. (2014) and the other two prescriptions lies in an update of the Kasting et al. (1993) model by Kopparapu et al. (2014) that includes the most recent version of the HITEMP opacity database including more  $\text{H}_2\text{O}$  lines in the near-infrared (Kopparapu et al. 2013). The impact of these prescriptions are studied in Sect. 4.2. After this comparison, we use the Kopparapu et al. (2014) prescription.

### 3.3. Limitations of the current prescriptions for HZ

The prescriptions described above are very sensitive to the climate model used to estimate the impact of the incident stellar flux. Therefore, they are only valid in the framework of the specific climate model developed by Kasting et al. (1993). Moreover, the atmospheric compositions used by Kopparapu et al. (2014) imply that their HZ’s prescriptions are only valid in the case of a planetary atmosphere similar to that of the Earth at the present time. This corresponds to the main sequence phase of our Sun, where the HZ and the stellar parameters are not evolving much and where the stellar activity is quite low. However, the Earth’s atmospheric composition has drastically changed during the last 4 Gyr. It is thought that this latter reached its current composition between 400 to 600 Myr ago. In this work we display the entire HZ evolution anyway in order to highlight the fact that stellar models should be used, especially, during the initial phases of stellar evolution during which stellar parameters heavily and clearly evolve. However, the results will have to be taken with caution, as the evolution of the planetary atmosphere must be taken into account as well, and a complete modelling should involve the co-evolution of both the star and the planetary atmosphere (Leconte et al. 2013a).

These prescriptions are also dedicated to stars with effective temperature between 2600-3700 and 7200 K (Underwood et al. 2003; Selsis et al. 2007; Kopparapu et al. 2014) corresponding to stellar mass of 0.1 and  $1.4 M_{\odot}$ , respectively. Kasting et al.



(1993) and Kopparapu et al. (2014) chose to stop their analysis at this upper mass limit because stars beyond  $1.5 M_{\odot}$  will have a lifetime shorter than 2 Gyr while it is thought that complex life needs more than 1 Gyr to evolve. However, and in order to have a quite large range of initial stellar mass we extrapolated these prescription for higher mass star. The validity of this extrapolation is of course questionable but the following of this article will show that the evolution of the HZ of a  $2 M_{\odot}$  star is consistent (same temporal features) with that of a  $1 M_{\odot}$  star. Moreover, the habitable zone distance  $d$  (Eq. 1) have a quite weak dependence on  $T_{\text{eff}}$  (through  $S_{\text{eff}}$ ). For instance, a change of 20% of  $S_{\text{eff}}$  will only modified  $d$  by about 10%.

Finally, all these quantities are given in the case of a cloud free atmosphere. Selsis et al. (2007) studied the impact of the presence of cloud (from a cloud free to a planet fully covered by cloud, using the Kasting et al. (1993) model) on the inner and outer edge of the HZ (see their Table 2). While the outer edge of the HZ is not impacted by the percentage of cloud, the inner edge will almost be reduced by a factor of two when the covering percentage goes from 0% to 100%.

#### 4. Evolution of the habitable zone. The case of a $1 M_{\oplus}$ planet around an evolving $1 M_{\odot}$ host star

In this section, we focus on the case of a  $1 M_{\oplus}$  planet around a  $1 M_{\odot}$  mass star and study the impact of the intrinsic stellar evolution, metallicity, and rotation on the HZL. We do not include the effects of planetary mass since they have been shown to be relatively marginal (at least for planets with masses below  $5 M_{\oplus}$ , see Kopparapu et al. 2013, 2014).

##### 4.1. Generalities

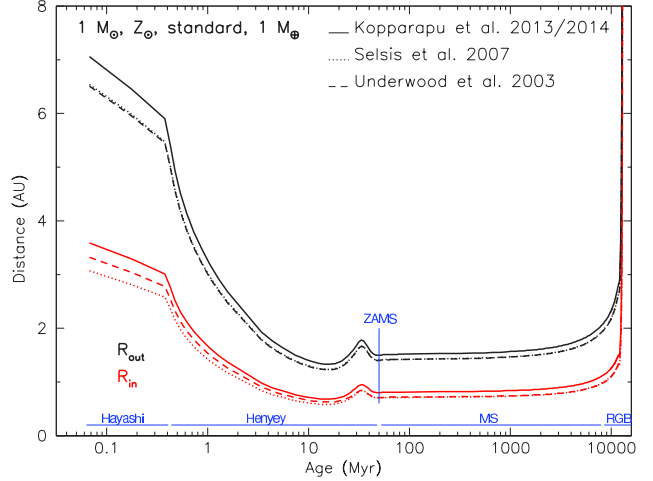
The HZL evolution around a  $1 M_{\odot}$ , non rotating, star with solar metallicity can be followed in Fig. 2 where we show the temporal evolution of the inner and outer edges of the HZ from the early-pre-main sequence to the tip of the red giant branch. This evolution can be separated into several main phases : PMS (Zero-Age Main Sequence (ZAMS), Main Sequence (MS), and post main sequence (e.g. the Red Giant Branch, RGB).

The PMS phase starts along the so-called Hayashi track (Hayashi 1961), where the star evolves at nearly constant effective temperature and decreasing surface luminosity. One sees first a rapid and sharp decrease of the size of the HZL that reach a minimum at the end of the Hayashi track (i.e. between  $2 \times 10^2$  and  $1.5 \times 10^7$  years). Note that the PMS phase continues along the Henyey track (for stars above  $0.5 M_{\odot}$ , Henyey et al. 1955), where the star evolves at nearly constant luminosity and increasing effective temperature towards the ZAMS, defined by the moment during the evolution when the hydrogen burning is dominant in the stellar core i.e. when the hydrogen abundance is lower than about 0.998 of the initial one, that is reached at about 50 Myr for our solar model. During this last PMS stage, the HZL slightly increase and reach a local maximum at ZAMS.

At the ZAMS the stellar structure eventually reaches a quasi-steady state due to a quasi-hydrostatic equilibrium regime that is ensured by efficient nuclear reactions. At that point the internal temperature of the star is high enough to initiate complex nuclear reactions, that will then counteract the stellar contraction by balancing the gravity with thermal pressure. During the MS phase (i.e. from 50 Myr to about 10 Gyr) the HZL remain more or less constant at about 1.5 AU for the outer edge and 0.8 AU for the inner edge (Gallet et al. 2016). This confirms the general

assumptions of a relative constancy of these limits during the MS phase.

Finally, during the RGB phase (i.e. from about 10 Gyr) the star evolves toward higher luminosity and lower effective temperature onward. Correspondingly, the HZL are shifted outward reaching values as high as 8 AU to 12 AU. During this final stage, the HZL move continuously away from the star which luminosity increases.



**Fig. 2.** Evolution of the HZL as a function of age for a  $1 M_{\odot}$  star with solar metallicity. The inner and outer edge of the HZ are represented by the red and black lines, respectively. The solid, dotted and dashed lines are associated to HZ prescription from Kopparapu et al. (2014), Selsis et al. (2007), and Underwood et al. (2003), respectively. The blue lines depict the localisation of the different phases : PMS (Hayashi, Henyey), ZAMS, MS, and RGB.

The respective durations of each evolutionary phases are clearly unbalanced and will have different kind of effect on the evolution of life itself. For instance, while a  $1 M_{\odot}$  star will pass only about 50 Myr on the PMS phase, it will pass several Gyr on the MS phase. Hence, the PMS phase is clearly too short to be considered as relevant for the development of life. However, to constrain the planetary habitability of a given planet, this very early phase plays a key role through the MHD and tidal star-planet interaction (see Zahn & Bouchet 1989; Vidotto et al. 2013; Strugarek et al. 2014, 2015; Mathis 2015; Mathis et al. 2016, and Sect. 7 of this article). Furthermore, as the HZL sharply evolve during the PMS phase, the surface conditions of a planet could also strongly evolve and thus latter constrain the framework in which life will evolve.

##### 4.2. Impact of the HZ prescription

In Fig. 2 we also compare the HZL prescriptions from Underwood et al. (2003), Selsis et al. (2007), and Kopparapu et al. (2013, 2014). Since all these prescriptions have a common base, the shape of the HZL evolution is the same for the three prescriptions. Kopparapu et al. (2014) produces higher values for the inner (hereafter  $R_{\text{in}}$ ) and outer (hereafter  $R_{\text{out}}$ ) edge of the HZ compared to Selsis et al. (2007) and Underwood et al. (2003). While there is no significant differences between Selsis et al. (2007) and Underwood et al.

(2003) for  $R_{\text{out}}$ , there is a small shift toward lower values for  $R_{\text{in}}$  from the PMS to the MS phase for the Selsis et al. (2007) prescription compared to Underwood et al. (2003).

The prescriptions of Selsis et al. (2007) and Underwood et al. (2003) are both based on the HZ estimations given in Kasting et al. (1993) for three stellar effective temperatures (3700, 5700, and 7200 K, see Table 3 from Kasting et al. 1993). The difference of fitting method between the three HZ prescriptions leads, for the inner edge calculated with Underwood et al. (2003), to a higher  $R_{\text{in}}$  at low temperature and to a lower  $R_{\text{in}}$  at high temperature compared to Selsis et al. (2007). Conversely, for the outer edge calculated with Underwood et al. (2003), this leads to a lower  $R_{\text{out}}$  at low temperature and to a higher  $R_{\text{out}}$  at high temperature compared to Selsis et al. (2007) (see Fig. 2).

Therefore, as shown by Fig. 2 the impact of the fitting method on the HZ is non negligible, and even if these prescriptions have a common base (i.e. Kasting et al. 1993) these methods lead to slightly different, of about 10%, estimates of the HZL.

#### 4.3. Metallicity effect

Metallicity is one of the main ingredients that strongly change the structure and evolution of a star of a given initial mass.

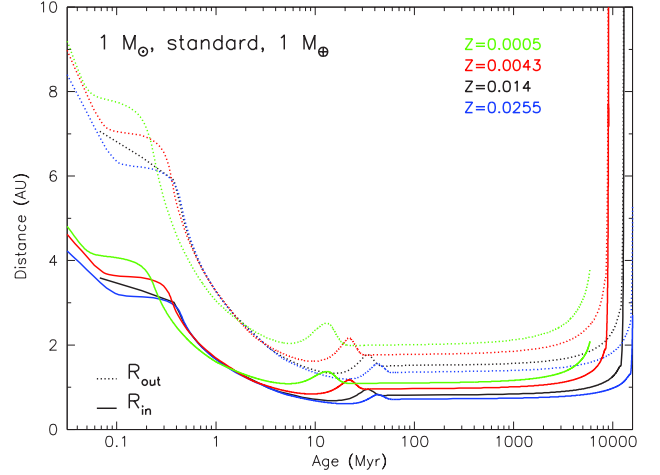
The major effect of metallicity is to produce, due to opacity effects, a translation in both luminosity and effective temperature along the evolution tracks in the HRD. When the metallicity decreases, the quantity of metallic bound-free absorption inside the star is reduced. This leads to the decrease of the stellar opacity allowing an easier escape of energy and thus increasing the stellar luminosity and temperature. For a given initial stellar mass and at a given evolutionary phase,  $T_{\text{eff}}$  and  $L_*$  both increase for decreasing metallicity. This directly produced an increase of the HZL that will almost evolve as  $L_*^{0.5}$  (since the HZL do not depend much on the effective temperature according to Kopparapu et al. 2013, 2014). Figure 3 shows the evolution of the HZL in the case of a  $1 M_{\odot}$  star for  $[\text{Fe}/\text{H}]$  ranging between +0.28 dex ( $Z=0.0255$ ) and -1.42 dex ( $Z=0.0005$ ).

In addition to a shift in luminosity and effective temperature, changing the stellar metallicity also modifies the time at which the characteristic features on the tracks appear. Indeed, the overall lifetime of a star decreases for decreasing metallicity.

As shown in Gallet et al. (2016), the impact of metallicity is clearly visible at ZAMS. First, the location of the “bump” (see Sect. 5) is shifted towards younger ages for decreasing metallicities (see above). As a result of faster evolution the maximum amplitude of the “bump” is reached earlier for decreasing metallicity. Moreover, a decrease in metallicity will move outward the inner and outer edge of the HZ.

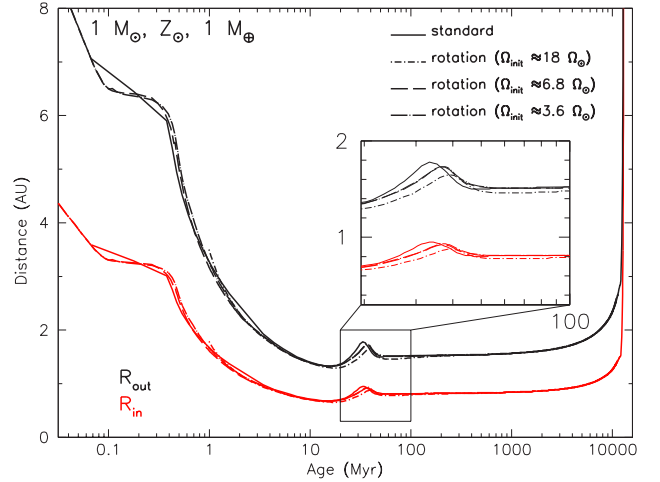
#### 4.4. Impact of stellar rotation

A star is naturally a rotating body. From its formation inside a molecular cloud up to its nuclear death, the rotation always plays a central role (Maeder 2009). Stellar rotation modifies the stellar effective temperature and luminosity, which are important parameters for the location of the HZ. It also has an indirect impact on the HZ through stellar activity (see Sect. 7). While the evolution of stellar angular velocity is now fairly well known (Reiners & Mohanty 2012; Gallet & Bouvier 2015; Johnstone et al. 2015; Amard et al. 2016) the early-PMS phase and its Star-Disk Interaction (hereafter, SDI) remain quite a mys-



**Fig. 3.** Evolution of the HZ as a function of the stellar age for a  $1 M_{\odot}$  star and for metallicities  $Z=0.0255$ ,  $0.014$ ,  $0.0043$ , and  $0.0005$  (blue, black, red, and green, respectively). The inner and outer edge of the HZ are represented by the solid and dashed lines, respectively.

tery (Ferreira 2013). Yet, the planetary formation is thought to happen during the first 10 Myrs (Bell et al. 2013) of the disk’s lifetime which may be interrupted by the SDI and then have severe consequences on the first stage of planetary evolution.



**Fig. 4.** Effect of the change of initial angular velocity on the evolution of the HZ limits in the case of a  $1 M_{\odot}$  star with solar metallicity. Inner and outer edge of the habitable zone are represented by red and black lines, respectively. Standard model is plotted in dotted line and rotation models in dash-dotted, long-dashed, and long-dash-dotted lines for 18, 6.8, and 3.6  $\Omega_{\odot}$  initial rotation rate, respectively.

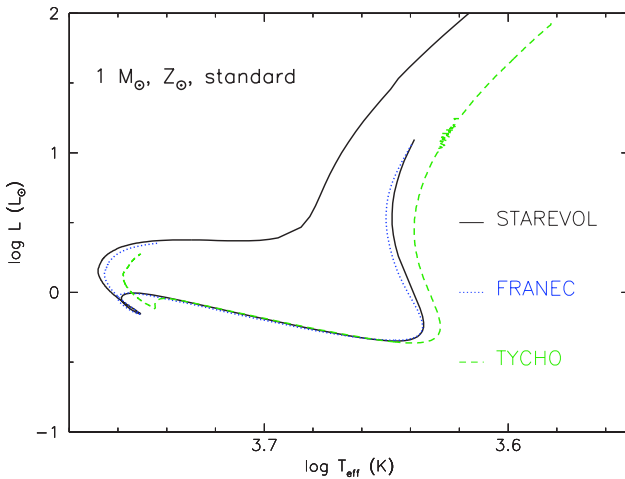
A given star will feel its effective surface temperature and luminosity slightly decreased with increasing rotation rate (there are also marginal effects on the star lifetime that will be slightly reduced with increasing stellar rotation). Figure 4 shows the evolution of the corresponding HZL for a standard model and rotating ones. This figure shows that the effect of a change in rotation

rate on the HZL is marginal (the four lines are almost superimposed). The maximum effect of rotation is seen at ZAMS. Indeed, as the initial rotation rate of given rotating model increases, the corresponding star will reach a higher angular velocity at the end of the contraction phase where the rotation rate reaches a maximal value (see Gallet & Bouvier 2013, 2015; Amard et al. 2016). As centrifugal effects are directly proportional to the squared of the stellar angular velocity, their impact will also be maximum during this phase. This effect decreases as the initial rotation rate decreases since the star tends to reach the standard model case when reducing its rotation rate.

#### 4.5. Impact of the micro-physics used in stellar models

Valle et al. (2014) and Truitt et al. (2015) also analyse the impact of stellar parameters on the evolution of the HZL. While Valle et al. (2014) based their analysis on the FRANEC code (Degl’Innocenti et al. 2008), Truitt et al. (2015) used the TYCHO code (Young & Arnett 2005) to calculate the evolution of both luminosity and effective temperature. We compare in this section the impact of the corresponding choice of input micro-physics on the evolution of the HZL.

Figure 5 shows the Hertzsprung-Russel diagram of a  $1 M_{\odot}$  star with solar metallicity from the STAREVOL, FRANEC, and TYCHO stellar evolution codes, respectively. The micro-physics used in these last two stellar codes are briefly recalled here.



**Fig. 5.** Stellar evolution tracks in the HRD for the standard models of a  $1 M_{\odot}$  at solar metallicity. The black solid, blue dotted and dark green dashed lines are associated to stellar model from this work, Valle et al. (2014), and Truitt et al. (2015), respectively.

TYCHO : Young & Arnett (2005)

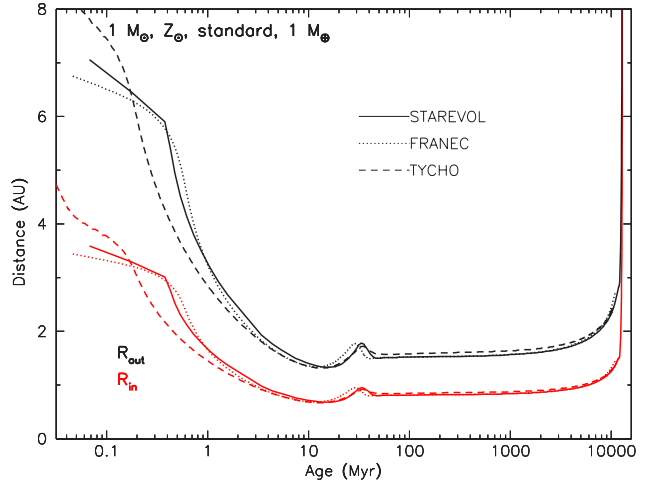
TYCHO<sup>2</sup> and STAREVOL contain quite different micro-physics in terms of chemical mixture, opacities, and nuclear reactions. However, and with the available models, it is not possible to precisely isolate the impact of each of these changes. For this model the chemical mixture of Lodders (2010) was used

<sup>2</sup> TYCHO Interpolation Tool, nicknamed Uranienborg [http://bahamut.sese.asu.edu/~payoung/AST\\_522/Evolutionary\\_TracksDatabase.html](http://bahamut.sese.asu.edu/~payoung/AST_522/Evolutionary_TracksDatabase.html)

with a metallicity  $Z = 0.0153$  and an initial helium mass fraction  $Y = 0.2735$ .

FRANEC : Tognelli et al. (2011)

This latest version of the FRANEC<sup>3</sup> code has been upgraded and now includes new abundances and atmospheric conditions. Even if different mixing length parameters are used between STAREVOL and FRANEC (1.702, and 1.68, respectively), the results of these models are quite close to each other as shown by Fig. 5. For the FRANEC model, the chemical mixture of Asplund et al. (2005) was used with a metallicity  $Z = 0.01377$  and an initial helium mass fraction  $Y = 0.2533$ .



**Fig. 6.** Evolution of the HZL as a function of age for a  $1 M_{\odot}$  with solar metallicity. The inner and outer edge of the HZ are represented by the red and black lines, respectively. The solid, dotted and dashed lines are associated to stellar models from this work, Valle et al. (2014), and Truitt et al. (2015), respectively.

As shown by Fig. 5 the quite large difference of metallicity between TYCHO and STAREVOL/FRANEC results in an cooler stars (at a given luminosity) for TYCHO compared to STAREVOL/FRANEC. As the dependence of the HZL on the effective temperature is small (see Kopparapu et al. 2013, 2014) the evolution of the HZL related to these three stellar codes is expected to be quite similar (see Fig. 6.)

#### 4.6. Summary

In order to analyse the impact of stellar parameters and stellar models on the evolution of the HZ we focused on an Earth-mass planet orbiting a solar-type star. To have the best estimation of the location of the HZ we first reviewed the impact of numerical modelling considerations, such as the choice of stellar model, and then evaluated the impact of a change in the stellar physical parameters on the evolution of the inner and outer edge of the HZ.

As we shown, a change of HZ prescription will have a small impact on the HZL. The HZ prescription of Selsis et al. (2007) and Underwood et al. (2003) will be on average around



10% closer to the star compared to the HZ prescription of Kopparapu et al. (2014).

From the point of view of the physical stellar properties, we showed that a change, even small, in metallicity dramatically impacts the location of the HZ, especially beyond the ZAMS and during the entire MS phase. A decrease in metallicity moves the HZ outward (because  $L_*$  and  $T_{\text{eff}}$  both increase) and shortens the stellar evolutionary phases. With a change of metallicity of almost 100% ( $Z=0.0255$  to  $Z=0.0005$ ) the inner and outer edge moved outward, at ZAMS, by about 50%. Rotation marginally affects the HZ and its effects are the strongest when the stellar rotation is maximum i.e. at the end of the contraction phase. During this phase, the effect of rotation is only to move the HZ closer to the star of about 10% and will only last few tenth of Myrs in the case of a solar-type star.

The impact of micro-physics input is not null but quite marginal and only affects the earliest phase of stellar evolution, namely the PMS phase (see Fig. 6). Indeed, during the most important phase, in terms of duration, (i.e. the MS) the input micro-physics have only minor impact as long as the luminosity during that phase is not much affected. The TYCHO and FRANEC stellar evolution code produced at ZAMS an HZ that is about 3 and 1% closer to the star compared to the STAREVOL code. However, a more detailed analysis should be performed so as to extract the specific impact of each of these input micro-physics.

## 5. HZ of a $1 M_{\oplus}$ planet around stars of various initial masses

In this section we extend the previous study to evaluate the impact of the stellar mass on the HZL along stellar temporal evolution.

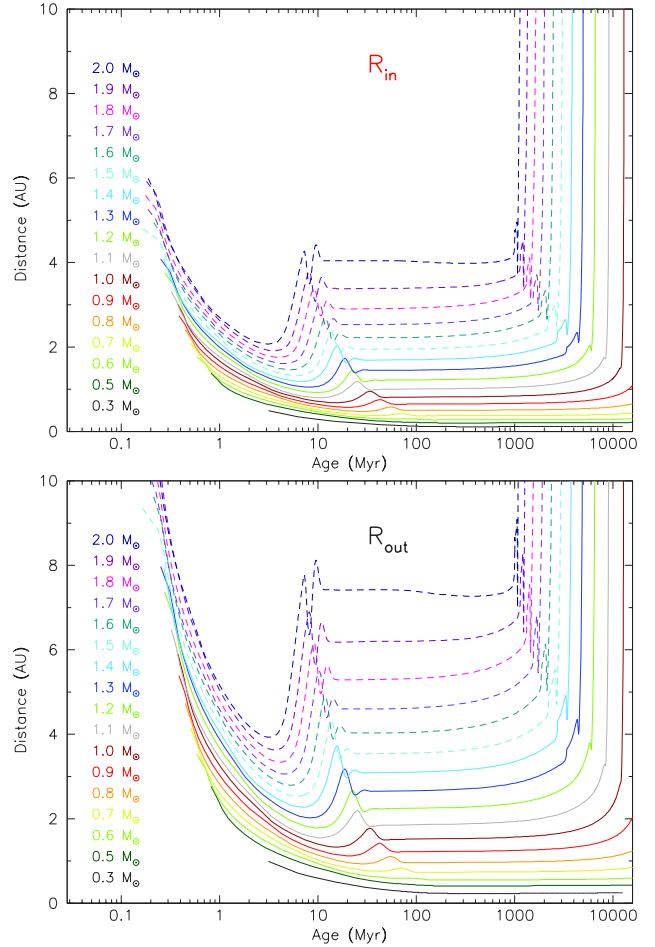
Figure 1 shows that, at a given evolution phase, luminosity and effective temperature increase for increasing mass. The direct effect of a mass increase on the HZL is to shift both the inner and outer edges of the HZ further away from the star as well as to increase the width of the HZ.

Figure 7 shows the evolution of  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  as a function of time and stellar mass for all the models at solar metallicity  $Z = 0.0134$ . As shown in Gallet et al. (2016), the evolution of  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  along the PMS depends on the stellar mass. During that phase, these quantities continuously decrease for low-mass stars ( $M_* < 0.6 M_{\odot}$ ), while for higher mass stars they first decrease before increasing when CNO burning reaches equilibrium as the stars approach the ZAMS. Then for all stellar masses,  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  remain approximately constant along the MS before strongly increasing when the stars move towards and along the RGB.

The increase of HZ is not linear with the variation of mass i.e. at about 100-200 Myr the difference between  $R_{\text{in}}$  or  $R_{\text{out}}$  of stars separated by  $0.1 M_{\odot}$  strongly increases with mass, and the width of the HZ increases as well for increasing stellar mass. On average, and for a non rotating star with solar metallicity, the width of the HZ is about 0.13 AU for a  $0.3 M_{\odot}$  star and 3.25 AU for a  $2 M_{\odot}$  star. Variation on stellar mass will also dramatically affect the location of the HZ. At ZAMS, and by increasing the stellar mass from 1 to  $2 M_{\odot}$ , the HZL moves outward by more than 400%.

Table 5 and Fig. 8 show the maximum, minimum, and average value of the width of the HZ, where

$$\Delta HZ_{\text{mean}} = \sum_{i=1}^n \frac{R_{\text{out},i} - R_{\text{in},i}}{n}, \quad (6)$$

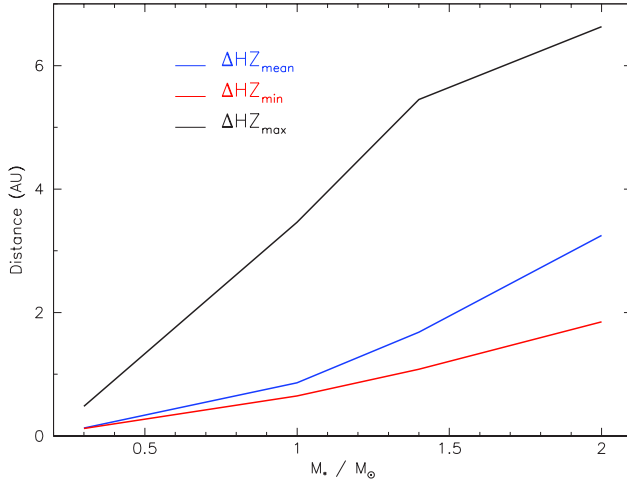


**Fig. 7.** Evolution of the inner edge and outer edges of the HZ (top and bottom respectively) as a function of the time for stars of  $0.3$  (black),  $0.5$  (dark green),  $0.6$  (yellow-green),  $0.7$  (gold),  $0.8$  (orange),  $0.9$  (red),  $1.0$  (brown),  $1.1$  (grey),  $1.2$  (chartreuse),  $1.3$  (blue),  $1.4$  (deep sky blue),  $1.5$  (cyan),  $1.6$  (turquoise),  $1.7$  (purple),  $1.8$  (pink),  $1.9$  (magenta), and  $2$  (navy)  $M_{\odot}$  with  $Z_{\odot}$ . Dashed lines represent stars outside of the theoretical range of application of the Kopparapu et al. (2014) prescription.

**Table 5.** Size of the HZ as a function of stellar mass.

$\Delta HZ$	$0.3 M_{\odot}$	$1 M_{\odot}$	$1.4 M_{\odot}$	$2 M_{\odot}$
$\Delta HZ_{\text{mean}}$ (AU)	0.13	0.86	1.68	3.25
$\Delta HZ_{\text{min}}$ (AU)	0.12	0.65	1.08	1.85
$\Delta HZ_{\text{max}}$ (AU)	0.48	3.46	5.45	6.63

with  $n$  the total number of steps from the stellar model. The minimum is reached at 352, 14, 7.35, and 3.5 Myr, respectively for  $0.3$ ,  $1.0$ ,  $1.4$ , and  $2.0 M_{\odot}$ . The fact that the width of the HZ of high mass stars is, on average, wider than that of low mass stars suggests that the probability for a planet to be found inside the HZ is higher for higher mass stars. However, on the other hand, the duration of the continuously habitable zone strongly decreases for increasing stellar mass (see Sect. 6) which dramatically decreases the chance for a planet inside the HZ of a high mass star to end up with a complex life. The effect of a change of stellar mass on the stellar temporal features will be somehow



**Fig. 8.** Averaged (blue), minimum (red), and maximum (black), size of the HZ as a function of stellar mass. These values are compiled over the whole stellar evolution.

the same as a change of metallicity. Increasing mass (decreasing metallicity) will shorten the stellar life.

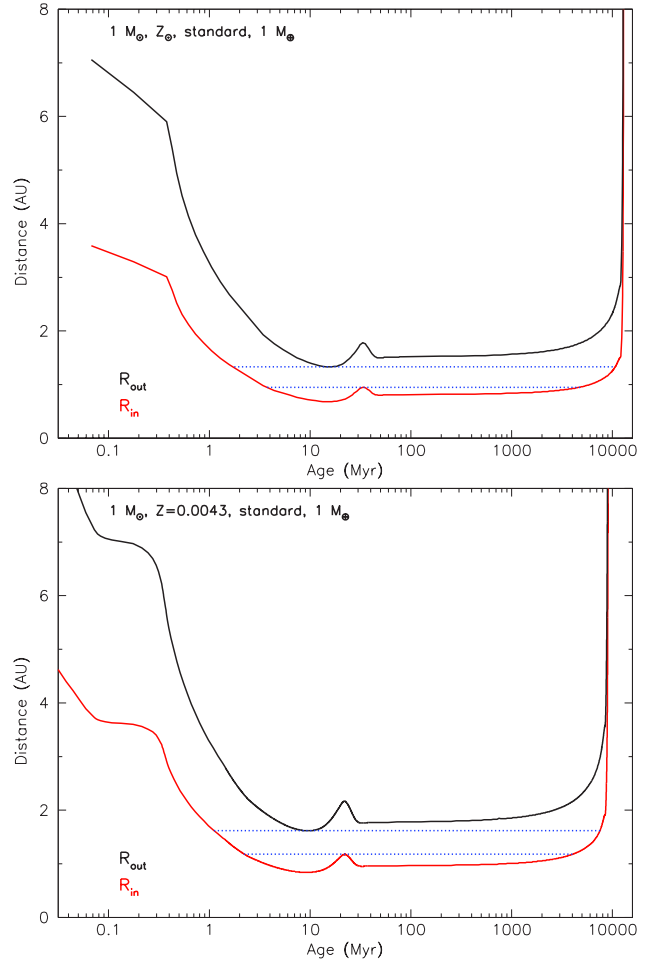
## 6. Continuously habitable zone

The continuously habitable zone (CHZ) is a region within the HZ where a planet, given its orbital radius, will stay a minimum amount of time. This duration is generally assumed to lie between 2 Gyr (Truitt et al. 2015) and 4 Gyr (Valle et al. 2014). According to Truitt et al. (2015), 2 Gyr is the time required by primordial life form on Earth to significantly alter the atmospheric composition of the planet so that this alteration (i.e. called biosignature) could be detectable if viewed from another planetary system (Kasting et al. 1993). On the other hand, 4 Gyr is thought to be the typical timescale for the emergence of complex life such as on Earth. However, these two timescales are somehow too restraining since they refer to an Earth-like life. Therefore, in the following we do not fix any minimum duration for the CHZ but rather simply look for the HZL in which a potential planet will stay the longest amount of time.

**Table 6.** Size of the CHZ as a function of stellar mass for solar metallicity. Time (Gyr) = duration of the CHZ near the inner (Time<sub>in</sub>) and outer (Time<sub>out</sub>) edge of the HZ.

Mass	$R_{in}$ (AU)	Time <sub>in</sub> (Gyr)	$R_{out}$ (AU)	Time <sub>out</sub> (Gyr)
$0.3 M_{\odot}$	0.12	~20	0.23	~20
$1 M_{\odot}$	0.95	4.77	1.33	10.67
$1.4 M_{\odot}$	1.96	2.15	2.27	2.73
$2.0 M_{\odot}$	4.27	0.99	7.0	1.09

Fig. 9 shows the evolution of the HZ as a function of time for two metallicities ( $Z_{\odot}$  and  $Z = 0.0043$ , top and bottom panels respectively). The CHZ is depicted by the dotted blue lines in these figures. It corresponds to the region (expressed in astronomical units) inside the HZ where a planet will potentially stay a maximum amount of time. Since we did not impose in this work



**Fig. 9.** Continuously habitable zone in the case of a  $1 M_{\odot}$  star with solar metallicity and  $Z=0.0043$  (top and bottom panels, respectively). The inner (red) and outer (black) HZ limits were obtained using standard model and the Kopparapu et al. (2014) prescription. The blue horizontal lines delimits the area that corresponds to the maximum duration, of a given planet, within the HZ.

any minimum duration for a planet to be inside the CHZ, we also give the potential time that a planet, located either close to the inner or outer edge of the CHZ, will pass inside the CHZ.

For a solar type star, the CHZ limits (CHZL) will move closer from the star for increasing metallicity (see Fig. 9). As the stellar lifetime will decrease when decreasing the metallicity (see Sect. 4.3) the CHZL will also last longer for metal rich stars. The time spent within the CHZ is longer for planets close to the outer edge of the HZ and decreases at lower metallicity. However, the width of the CHZL (i.e. the size between the inner and outer edges of the CHZ) increases with decreasing metallicity. Moreover, stars with lower metallicity will enter the CHZ earlier.

For a comparison purpose, we also put the results for a 5 and  $0.1 M_{\oplus}$  planets around a  $1 M_{\odot}$  and  $Z_{\odot}$  star in Table 7. The planetary mass has only a small effect of the location of the CHZL and the duration of the CHZ. However there is a little trend for

smaller CHZL and smaller duration of the outer CHZ towards heavier planet.

**Table 7.** Size of the CHZ as a function of planetary mass around a solar mass star with solar metallicity. Time (Gyr) = duration of the CHZ

Planet	$R_{in}$ (AU)	Time (Gyr)	$R_{out}$ (AU)	Time (Gyr)
0.1 $M_{\oplus}$	0.92	4.88	1.33	11.01
1 $M_{\oplus}$	0.95	4.77	1.33	10.67
5 $M_{\oplus}$	1.01	4.88	1.33	10.07

## 7. Stellar activity, magnetospheric protection, and habitable zone

Stellar and planetary magnetic fields are thought to be generated by dynamo action within their convective layers (e.g. Stevenson 2003; Brun et al. 2015b). On one hand, in the case of the star, the magnetic field plays a major role in its overall dynamics and shapes its environment. Magnetic field is also involved in SDI processes, stellar winds and magnetic braking, and surface activity (starspots, flares, CME's), and as a consequence has a direct impact on the surrounding planets. On the other hand, planetary magnetic fields are primarily crucial for magnetic protection. For instance, the magnetosphere of the Earth protects us from the radiation and wind emitted by the Sun and transported through its magnetic field. The only star-planet system that is fairly well known is the Sun-Earth's one. This system is not unique and it is thought that other Star-exoplanet(s) systems should experience such magnetic interactions (Vidotto et al. 2013; Strugarek et al. 2014, 2015). In this context, constraining both stellar and planetary magnetic activity and magnetic field strength is thus essential when assessing planetary habitability.

### 7.1. Context

During the last decade, stellar magnetic fields have been quite well documented thanks to 3D topology reconstruction (see e.g. Donati et al. 2008; Petit et al. 2008; Morin et al. 2010; Mathur et al. 2015) and 3D dynamo simulations (Brun et al. 2004; Browning 2008; Brown et al. 2010; Augustson et al. 2013; Palacios & Brun 2014; Käpylä et al. 2014; Brun et al. 2015a; Hotta et al. 2015; Augustson et al. 2015; Guerrero et al. 2016).

More recently the interaction of stellar winds with planetary magnetospheres have just started to be intensively studied and modelled (e.g. Cohen et al. 2009; Vidotto et al. 2013; Strugarek et al. 2014, 2015; Vidotto et al. 2015). This interaction seems to have a very strong impact on the planetary habitability since a large fraction of the atmospheric component of a planet can be removed by these winds that are thought to be strongly correlated to the X-ray luminosity known to be a good activity proxy (Wood et al. 2005; Vidotto et al. 2014, 2016).

As shown previously, the HZ location and width are not fixed but rather vary together with the stellar parameters along secular evolution. The question is then to know where the HZ is located regarding the stellar activity in order to estimate its impact on habitability.

## 7.2. Rossby number and stellar magnetic field generation

### 7.2.1. Generalities

The Rossby number quantifies the impact of rotation on the convective motion inside the star through a ratio of the inertial force to the Coriolis force. Thus, a Rossby number less than one indicates that the Coriolis force is larger than the inertial force. In agreement with both theory and experiments (e.g., Durney & Latour 1978; Noyes et al. 1984; Jouve et al. 2010; Calkins et al. 2015; Cheng & Mahalov 2015; Brun et al. 2015b; Calkins et al. 2016), a low Rossby number typically implies that the convective flows become quasi-two-dimensional and subsequently they generate a stronger and more spatio-temporally coherent kinetic helicity. The kinetic helicity is a critical component for a substantial  $\alpha$ -effect, which arises due to the action of small-scale vortices twisting the mean toroidal magnetic field into a mean poloidal magnetic field (e.g., Moffat 1978). Moreover, low Rossby number convection usually supports a strong solar-like differential rotation, which in turn gives rise to a strong  $\Omega$ -effect wherein the differential rotation winds up the mean poloidal magnetic field into a toroidal magnetic field. Hence, with both the  $\alpha$  and  $\Omega$  effects likely being more effective at low Rossby number, one could expect more vigorous magnetic field generation within the convection zone and subsequent magnetic activity at the star's surface.

### 7.2.2. Prescriptions

While stellar rotation has only a small effect on the location of the HZL for the domain in stellar mass we consider (as shown in Fig. 4), it strongly impacts the stellar activity that is intimately linked to the Rossby regime in which the star is located (Brun et al. 2005). As defined before, the Rossby number evaluates the ratio of inertial to Coriolis force. It can be approximated by

$$Ro = \frac{P_{rot}}{\tau_{conv}}, \quad (7)$$

where  $P_{rot}$  is the surface rotation period of the star (in days), and  $\tau_{conv}$  the convective turnover timescale (in days) at a given depth within the stellar convective envelope (when it is present) given by

$$\tau_{conv}(r) = \alpha H_p(r) / V_c(r), \quad (8)$$

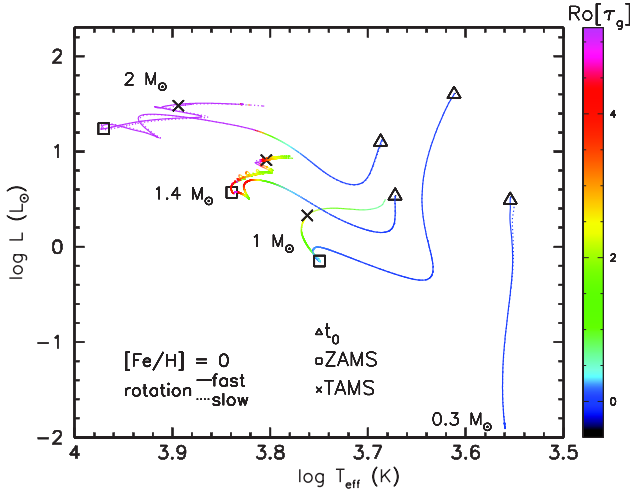
where  $\alpha$ ,  $H_p$ , and  $V_c$  are the mixing-length parameters, local pressure scale height, and the local convective velocity. For a given star, the magnetic activity is expected to increase with decreasing Rossby number. Figure 10 shows the evolution in the HRD, for three selected stellar masses, of the global Rossby number estimated using rotating models with initial angular velocities as listed in Tab. 1. The global convective turnover timescale associated to the global Rossby number  $Ro[\tau_g] = P_{rot}/\tau_g$  is defined by

$$\tau_g = \int_{R_b}^{R_*} \frac{dr}{V_c(r)}, \quad (9)$$

with  $R_b$  being the radius at the bottom of the convective envelope and  $R_*$  the surface stellar radius.

### 7.2.3. Rossby behaviour and correlation with the habitable zone

In Fig. 10, we note three different kinds of behaviour : low-mass star, solar-like star, and intermediate-mass star. While the low-



**Fig. 10.** Variation of the global Rossby number (colour-coded) along the evolution tracks in the HRD for the 0.3, 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$ ,  $Z_{\odot}$  models for the fast and slow rotating cases (solid and dashed lines respectively). The triangles, squares and crosses represent the location in the HRD of the age of the first time-step  $t_0$  in each STAREVOL models, ZAMS and TAMS, respectively.

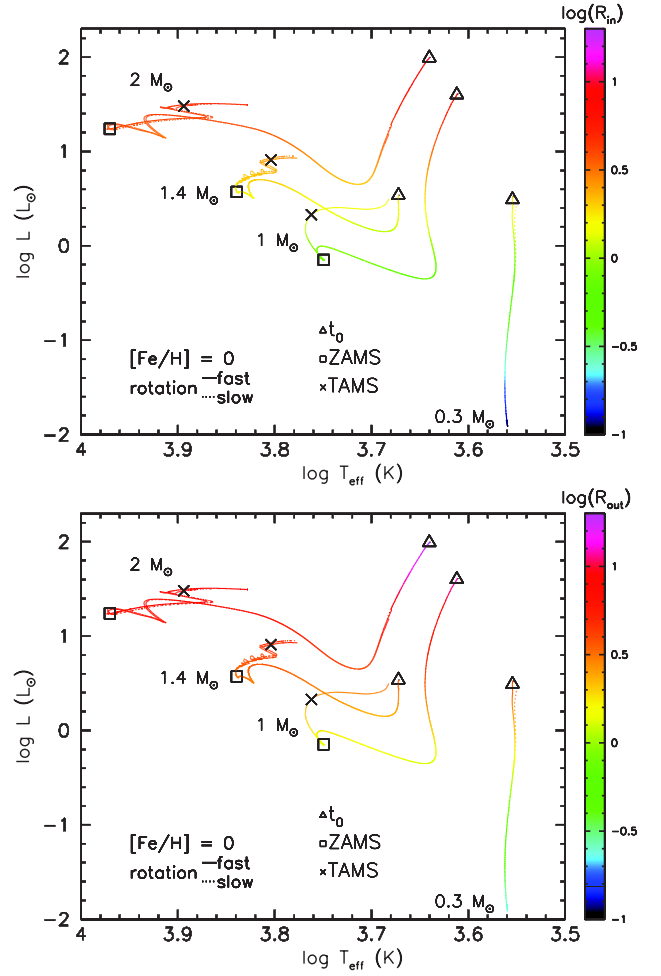
mass star (0.3  $M_{\odot}$ ) stays in a very high stellar activity regime (low Rossby number) during its whole evolution due to a long convective turnover timescale because of a weak convective flow as the  $V_C$  scales as  $\sqrt[3]{T_*}$ , solar and intermediate-mass stars will experience a high activity regime on the PMS, that will be followed by a lower activity phase (larger Ro numbers). There are two possible reasons for the increase of the Rossby number: either the rotation period  $P_{\text{rot}}$  increases because of magnetic braking by stellar wind during the MS or the convective turnover time  $\tau_{\text{conv}}$  decreases because of the reduction of the size of the convective envelope or the increase of the amplitude of the convective motions that scale as  $\sqrt[3]{L_*}$ . These two situations are represented in Fig. 10 by the solar and high-mass stars, respectively.

In the case of the solar-type stars, the evolution of the Rossby number is mainly controlled by the rotation period. The star maintains a high activity regime during the entire PMS phase and it only starts to decrease after the ZAMS, i.e. when the rotation period starts to increase (smaller rotation rate) because of the magnetic braking (see Gallet & Bouvier 2013, 2015, and references therein).

For the intermediate-mass star, the evolution of the Rossby number is controlled by the evolution of the internal structure. Figure 10 shows that the Rossby number already starts to increase during the mid-PMS phase (around  $4 \times 10^5$  years) because of the radiative core development. The Rossby number thus rapidly increases above  $Ro=1$ . When the star becomes almost radiative (size of the convective envelope lower than 1% of the size of the star, around 5 Myr for a 2  $M_{\odot}$ ) the Rossby number sharply rises toward large values and hence a likely low activity regime.

Figure 11 depicts the evolution of the inner and outer limits of the HZ, respectively, along the tracks in the HRD of a 0.3, 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  stars with solar metallicity in fast and slow rotation regimes from the PMS to the end of the MS phase.  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  decrease during the Hayashi track (i.e. the HZ become closer to the star regardless of the stellar mass) while the global

Rossby number is quite small and around  $Ro \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  (see Fig. 10).



**Fig. 11.** HRD of a 0.3, 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  stars with solar metallicity in fast (solid line) and slow (dashed line) rotation regime. The coloured gradient depicts the variation of  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  (top and bottom, respectively), expressed in AU, along the stellar evolution. The triangles, squares and crosses represent the location in the HRD of the age of the first time-step  $t_0$  in each STAREVOL models, ZAMS and TAMS, respectively.

As the 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  stars evolve toward the ZAMS, their luminosity and effective temperature slowly increase which produces a small rise of both  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$ . Then, on MS phase, the HZ follow the intrinsic evolution of stellar luminosity and slightly increase all the way up to the end of the MS. Stars above 0.5-0.6  $M_{\odot}$  will reach a state of small HZL during the mid-PMS phase.

For the 0.3  $M_{\odot}$  star, this evolution is quite different. Since the stellar luminosity continuously decreases at almost constant effective temperature from the PMS to the end of the MS.

The evolution of the stellar activity, that is estimated here simply thanks to the Rossby regime in which the star is, strongly depends on the stellar mass and more specifically on the internal structure of the considered star.



For the 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  stars, the stellar activity is high (i.e. Rossby number  $< 1$ ) along the PMS phase during which the HZL are the closest from the star. For these stars, by opposition, the stellar activity is relatively low during the entire MS (and late PMS phase for the 2  $M_{\odot}$  star) phase and may then not impact the long term development of life during the earliest stages of the continuously habitable zone (hereafter CHZ, see Sect. 6).

Conversely the 0.3  $M_{\odot}$  star stays in a high activity regime during its whole life while the HZ continuously moves closer from the star.

While there is no definite correlation between the activity regime in which the star is and the location of the HZL, the stellar activity must be taken into account, and more specifically for M dwarfs, to assess the habitability of a planet since currently almost all detected potentially habitable planet orbit low-mass stars (i.e. around 0.3  $M_{\odot}$ ). For this stellar mass regime, and as we showed above, the stellar activity cannot be neglected and may have strong impacts on the life development/complexification.

Moreover, short term extreme events, such as Carrington-like and superflares events (Maehara et al. 2012), can occur. Thus using only the Rossby number to assess space weather condition is a zero order approach that will need to be further refined in future studies.

### 7.3. Magnetic flux and magnetospheric protection

In addition to be inside the HZ, a planet also needs to possess an effective magnetospheric protection to be considered as habitable. There are few questions that are worth to answer : what is the maximum stellar magnetic field (thus magnetic flux) that a planet found inside the HZ can handle given its own magnetic field? What is the minimum planetary magnetic field required to handle a sun-like star magnetic field evolution?

General theoretical robust scaling laws for the amplitude of magnetic field as a function of parameters computed only thanks to stellar evolution codes are not yet available in the literature. Either the magnetic field amplitude is computed from complex 3D numerical simulations and simplified asymptotic balances (e.g. Brun et al. 2015a; Augustson et al. 2015) or from simplified relation by assuming the magnetic field at the thermal equilibrium with the stellar photosphere (e.g. Johns-Krull & Valenti 2000; Cranmer & Saar 2011). Therefore, we rather directly use the observed trends of the magnetic field strength as a function of time, rotation and Rossby number.

Folsom et al. (2016) provide a compilation of magnetic field measurements from three large spectropolarimetric surveys: HMS (the History of the Magnetic Sun in the framework of the Toupies<sup>4</sup> project), BCool, and MaPP<sup>5</sup>. Their figure 9 displays clear trends of the mean large-scale magnetic field strength with age, Rossby, and also rotation (but only for high rotation period).

In the framework of an exoplanet orbiting a star with a large enough orbital radius (larger than few tenth of stellar radius) the magnetic field to take into account is the large scale magnetic field. Folsom et al. (2016) found that

$$B_* = 1680.9 \times t^{-0.74308} \text{ G}, \quad (10)$$

where  $t$  is the age expressed in Myr, and

$$B_* \propto Ro_*^{-1}. \quad (11)$$

<sup>4</sup> Toupies: TOwards Understanding the sPin Evolution of Stars.

<sup>5</sup> MaPP: MAgnetic Protostars and Planets.

We normalized this latter expression so as to reproduce the Sun's magnetic field strength:

$$B_* = B_{\odot} \frac{Ro_{\odot}}{Ro_*}, \quad (12)$$

with  $B_{\odot} = 2$  Gauss,  $Ro_{\odot} = 1.96$ , while  $Ro_*$  is estimated using  $\tau_g$ .

Vidotto et al. (2013) provided a direct relation between the minimum planetary magnetic field, required for an effective magnetic protection, and the stellar magnetic field :

$$B_p^{\min} \approx 16052 P_{B,*} (R_{\text{orb}})^{1/2}, \quad (13)$$

where

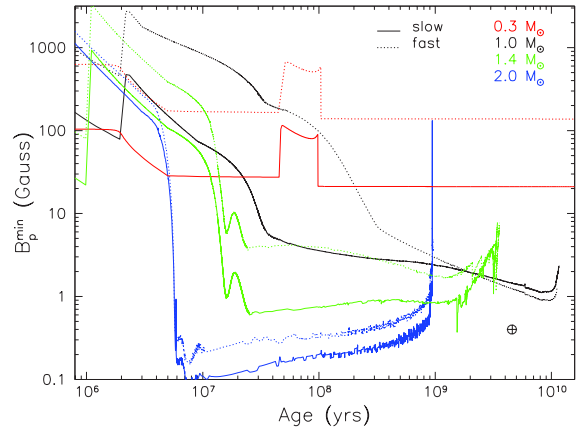
$$P_{B,*} (R_{\text{orb}}) = \frac{B_{\text{SS}}^2}{8\pi} \left( \frac{R_{\text{SS}}}{R_{\text{orb}}} \right)^4, \quad (14)$$

is the magnetic pressure with  $R_{\text{SS}}$  the source surface radius (assumed to be 2.5  $R_*$ , which is known to not be valid for all ages and rotation rates, see Réville et al. 2015),  $B_{\text{SS}}$  the magnetic field at  $R_{\text{SS}}$ ,  $R_{\text{orb}}$  the orbital radius of the exoplanet, and  $B_p^{\min}$  the minimum planetary magnetic field required for an effective magnetic protection. Here we assume a simple region of interaction and we neglect the planetary magnetic field orientation (Saur et al. 2013; Strugarek et al. 2015) as well as the activity cycle and grand maxima phase.

We considered an Earth mass planet situated at 1 AU. By coupling Eqs. (13) and (14), the minimum planetary magnetic field can be expressed as a function of stellar and planetary parameters as follows

$$B_p^{\min} \approx 16052 \left[ \frac{B_*^2 (2.5R_*)^4}{8\pi (1AU)} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Note that  $B_p^{\min}$  is proportional to the squared stellar radius.



**Fig. 12.** Minimum planetary magnetic field required by a 1  $M_{\oplus}$  orbiting a 0.3, 1, 1.4, and 2  $M_{\odot}$  at 1 AU to produce an effective magnetic protection. Solid and dashed lines represent slow and fast rotators, respectively. The Earth is represented by the  $\oplus$  symbol.

At the age of the Sun, an Earth-like planet needs a magnetic field of at least 0.8 G to be protected from a solar-like magnetic field of 1.88 G (see Fig. 12), which is consistent with the measured values of the Earth ( $B_{\oplus} \approx 0.5$  G) and Sun ( $B_{\odot} \approx 2$  G)

magnetism. Note that these small differences between numerical and observed magnetic fields are due to the employed observed magnetic prescription that only provide order of magnitude magnetic field. Because more massive stars are less active on the MS (see Fig. 10),  $B_p^{\min}$  will also globally decrease towards higher masses. However, since  $B_p^{\min}$  is proportional to the squared stellar radius, the minimum planetary magnetic field will increase during the main sequence as the stellar radius increases. While the evolution of  $B_p^{\min}$  in the case of the  $1 M_\odot$  star is dominated by the evolution of the stellar magnetic field controlled by the rotation period of the star through the Rossby number, in the case of the  $2 M_\odot$  star this evolution is controlled by the evolution of the stellar radius that slightly increases during the MS phase while the magnetic field remains quite constant.

The minimum planetary magnetic field for the  $1 M_\odot$  first starts to decrease up to 2 Myr when the radiative core appears inside the star. This stable core development decreases the convective turnover timescale and thus decreases the Rossby number of the star, which leads to the increase of the stellar magnetic field strength as well as  $B_p^{\min}$ . This diminution then continues up to the ZAMS where the size of the core will remain almost constant. After the ZAMS the decrease of  $B_*$  (and  $B_p^{\min}$ ) is entirely controlled by the rotation, as  $R_*$  is almost fixed, that continuously decreases because of the stellar magnetic wind braking. Beyond the MS turn-off and during the RGB phase both magnetic fields slightly increase as the radius of the star increases so as to maintain a surface hydrostatic equilibrium.

The evolution of  $B_p^{\min}$  for the  $2 M_\odot$  follows more or less the same trends except that the internal structure of this star is fixed at the beginning of its evolution.  $B_p^{\min}$  first starts to decrease because of the stellar contraction, then reaches a plateau at ZAMS that will last until the red-giant phase where  $B_p^{\min}$  will sharply increase.

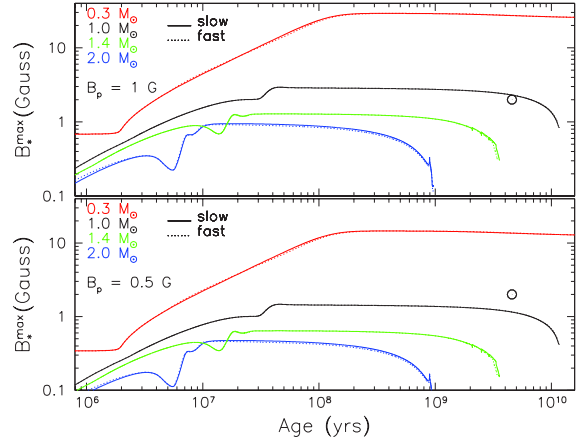
In the case of the  $0.3 M_\odot$  star a radiative core starts to develop just before 100 Myr and will last for only 50 Myr. The growth of the core sharply decreases the convective turnover time (as the size of the convective envelope decreased) producing the rise of the stellar and thus planetary magnetic field in our simplified approach. As a consequence, the minimum planetary magnetic field rises up to 100 G during this brief phase. As a  $0.3 M_\odot$  is fully convective during almost its entire life and as the magnetic braking is not efficient during the MS, the minimum planetary magnetic field remains quite constant throughout the entire evolution of such low-mass star.

During the MS, the minimum magnetic field  $B_p^{\min}$  in the case of a solar-type star is about one order of magnitude lower than  $B_p^{\min}$  for a M-dwarf star.

Inversely, if we fix the planetary magnetic field we can study the evolution of the maximum stellar magnetic field that a planet can handle:

$$B_*^{\max} \simeq \frac{B_p^{\min}}{16052} \left[ 8\pi \left( \frac{1AU}{2.5R_*} \right)^4 \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Figure 13 shows the temporal evolution of  $B_*^{\max}$  as a function of the stellar mass for two planetary magnetic field strengths (0.5 and 1 Gauss). As the star evolves, its radius first decreases which is translated, at fixed planetary magnetic field, by an increase of the maximum stellar magnetic field that the planet can support (since  $B_*^{\max}$  evolves as  $R_*^{-2}$ , see Eq. 16). During the MS this maximum magnetic field reaches a plateau as the stellar internal structure remains almost constant. During the RGB, and following the stellar expansion,  $B_*^{\max}$  slowly decreases. As expected a



**Fig. 13.** Maximum stellar magnetic field that a  $1 M_\oplus$  orbiting a  $0.3, 1, 1.4,$  and  $2 M_\odot$  star at 1 AU can sustain given its fixed magnetic field. Solid and dashed lines represent slow and fast rotators, respectively. The Sun is represented by the  $\odot$  symbol.

more magnetized planet can handle a more intense stellar magnetic field strength. Note here that Eq. (16) only takes into account of the structural aspect (through the evolution of  $R_*$ ) and no dynamical evolution. Moreover, the effect of the orientation of the planetary magnetic field with respect to that of the star is here also not taken into account.

## 8. Conclusions

To assess the habitability of a class I exoplanet (i.e. with surface liquid water), the HZL first needs to be precisely defined. In the literature the HZ is considered at a specific time of the evolution (i.e., considering the properties of the present-day Sun). However, we show in this paper that the variations of the HZL are important as stars evolve, and that the HZL depend on stellar mass and metallicity because they strongly affect the stellar luminosity and effective temperature. These two quantities are marginally affected by a change in rotation rate. However, stellar rotation will have a major role on tidal and magnetic torques evolution (Mathis 2015; Strugarek et al. 2015; Bolmont & Mathis 2016) that will then dramatically affect the orbital evolution of a given planet. We have shown in this work that a correlation exist between the stellar activity and location of the HZ along the stellar evolution, indeed the HZL are the closest from the star when this latter is in a high active regime. Eventhough the impact of stellar activity on the HZL is not straightforward to assess, it may impact the planet's atmospheric conditions which in turn will impact the location of the HZL. In this work we showed that M-dwarf stars possess a strong stellar activity during their entire life, while more massive stars (solar-type and intermediate mass star) only exhibit strong activity during their early evolution (i.e. during their PMS phase). As the stellar mass decreases its magnetic field strength globally increases, at least during the MS phase during which a star-planet system will pass almost its entire evolution. As a consequence, during the MS the minimum magnetic field required by an exoplanet for an efficient magnetospheric protection will increase for decreasing mass. This could pose a problem in finding habitable planets as exoplanets inside the habitable zone are currently almost only found around M-dwarf stars.

With this work we provide better constraints on the HZL by using the stellar evolution code STAREVOL that incorporates up-to-date mechanisms of stellar evolution physics. The final purpose of this study is to provide the community with an on-line tool dedicated to the study of the evolution of the habitability (link to the HZ and planet's orbital motion) of a potential exoplanet. This tool will then be very useful for example for the CHEOPS (Broeg et al. 2013), TESS (Ricker et al. 2015), PLATO (Rauer et al. 2014), and SPIRou (Moutou et al. 2015) community. Thanks to the models presented in this paper we can predict the HZL for numerous star-planet configurations (and for three planetary masses), and can already provide the community with a dedicated grid of stellar models to estimate this quantity.

Additionally, the evolution of the planet's orbital motion is expected to strongly impact the habitability by moving the planet inside or outside the HZ. Detailed analysis of tidal dissipation in both planet and star is then crucial to study this evolution (e.g. Mathis & Remus 2013; Ogilvie 2014). This mechanism will be soon implemented in the STAREVOL code using the formalism of (Ogilvie 2013) and Mathis (2015), and the corresponding results will be presented in a forthcoming paper.

*Acknowledgements.* We thank the referee for her/his comments which allow us to improve the article. The authors are grateful to K. Augustson for valuable discussions and inputs on stellar activity. This work results within the collaboration of the COST Action TD 1308 and by the grant ANR 2011 Blanc SIMI5-6 020 01 "Toupiés: Towards understanding the spin evolution of stars" ([http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupiés/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupiés/)). The authors acknowledge financial support from the Swiss National Science Foundation (FNS) and from the French Programme National de Physique Stellaire PNPS of CNRS/INSU. A.S.B. acknowledges support by CNES through Solar Orbiter and Plato fundings as well as ERC STARS2 207430, Solar Predict 640997 and FP7 Spaceinn grants. S. Mathis acknowledges funding by the European Research Council through ERC SPIRE grant 647383.

## References

- Amard, L., Palacios, A., Charbonnel, C., Gallet, F., & Bouvier, J. 2016, *A&A*, 587, A105
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Augustson, K. C., Brun, A. S., Miesch, M., & Toomre, J. 2015, in *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Vol. 18, 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G. T. van Belle & H. C. Harris, 451–466
- Augustson, K. C., Brun, A. S., & Toomre, J. 2013, *ApJ*, 777, 153
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 729, 27
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Bolmont, E. & Mathis, S. 2016, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*
- Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., et al. 2011, *ApJ*, 736, 19
- Broeg, C., Fortier, A., Ehrenreich, D., et al. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, 03005
- Brown, B. P., Browning, M. K., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2010, *ApJ*, 711, 424
- Browning, M. K. 2008, *ApJ*, 676, 1262
- Brun, A. S., Browning, M. K., Dikpati, M., Hotta, H., & Strugarek, A. 2015a, *Space Sci. Rev.*, 196, 101
- Brun, A. S., Browning, M. K., & Toomre, J. 2005, *ApJ*, 629, 461
- Brun, A. S., Garcia, R. A., Houdek, G., Nandy, D., & Pinsonneault, M. 2015b, *Space Sci. Rev.*, 196, 303
- Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, *ApJ*, 614, 1073
- Calkins, M. A., Julien, K., & Marti, P. 2015, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 471, 20140689
- Calkins, M. A., Julien, K., Tobias, S. M., Aurnou, J. M., & Marti, P. 2016, *Phys. Rev. E*, 93, 023115
- Cheng, B. & Mahalov, A. 2015,
- Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., et al. 2009, *ApJ*, 704, L85
- Cranmer, S. R. & Saar, S. H. 2011, *ApJ*, 741, 54
- Decressin, T., Mathis, S., Palacios, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 271
- Degl'Innocenti, S., Prada Moroni, P. G., Marconi, M., & Ruoppo, A. 2008, *Ap&SS*, 316, 25
- Donati, J.-F., Morin, J., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 545
- Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., et al. 2012, *Nature*, 491, 207
- Durney, B. R. & Latour, J. 1978, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 9, 241
- Endal, A. S. & Sofia, S. 1976, *ApJ*, 210, 184
- Ferreira, J. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 169–225
- Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 580
- Forget, F. 2013, *International Journal of Astrobiology*, 12, 177
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- Gallet, F., Charbonnel, C., & Amard, L. 2016, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*
- Güdel, M., Dvorak, R., Erkaev, N., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 883
- Guerrero, G., Smolarkiewicz, P. K., de Gouveia Dal Pino, E. M., Kosovichev, A. G., & Mansour, N. N. 2016, *ApJ*, 819, 104
- Hart, M. H. 1976, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 8, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 540
- Hayashi, C. 1961, *PASJ*, 13, 450
- Heller, R., Leconte, J., & Barnes, R. 2011, *A&A*, 528, A27
- Heney, L. G., Lelevier, R., & Levée, R. D. 1955, *PASP*, 67, 154
- Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al. 2010, *Science*, 330, 51
- Hotta, H., Rempel, M., & Yokoyama, T. 2015, *ApJ*, 803, 42
- Johns-Krull, C. M. & Valenti, J. A. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 198, *Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos*, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino, 371
- Johnstone, C. P., Güdel, M., Brott, I., & Lüftinger, T. 2015
- Jouve, L., Brown, B. P., & Brun, A. S. 2010, *A&A*, 509, A32
- Käpylä, P. J., Käpylä, M. J., & Brandenburg, A. 2014, *A&A*, 570, A43
- Kasting, J. F. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 430, *Pathways Towards Habitable Planets*, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 3
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013, *ApJ*, 765, 131
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., et al. 2014, *ApJ*, 787, L29
- Lammer, H., Bredehöft, J. H., Coustenis, A., et al. 2009, *A&A Rev.*, 17, 181
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., & Pottier, A. 2013a, *Nature*, 504, 268
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., et al. 2013b, *A&A*, 554, A69
- Leconte, J., Wu, H., Menou, K., & Murray, N. 2015, *Science*, 347, 632
- Linsenmeier, M., Pascale, S., & Lucarini, V. 2015, *Planet. Space Sci.*, 105, 43
- Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., et al. 2011, *Nature*, 470, 53
- Lodders, K. 2010, *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 16, 379
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
- Maeder, A. & Zahn, J.-P. 1998, *A&A*, 334, 1000
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, *Nature*, 485, 478
- Mathis, S. 2015, *A&A*, 580, L3
- Mathis, S., Auclair-Desrotour, P., Guenel, M., Gallet, F., & Le Poncin-Lafitte, C. 2016, *A&A*, 592, A33
- Mathis, S. & Remus, F. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 857, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. J.-P. Rozelot & C. Neiner, 111–147
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229
- Mathur, S., Augustson, K. C., Brun, A. S., Garcia, R. A., & Metcalfe, T. S. 2015, in *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Vol. 18, 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G. T. van Belle & H. C. Harris, 365–372
- Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, *ApJ*, 799, L23
- Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., et al. 2009, *A&A*, 507, 487
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Moffat, J. W. 1978, *Phys. Rev. D*, 17, 1965
- Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 2269
- Moutou, C., Boisse, I., Hébrard, G., et al. 2015, in *SF2A-2015: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy, & P. Petit, 205–212
- Noyes, R. W., Weiss, N. O., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 287, 769
- Ogilvie, G. I. 2013, *MNRAS*, 429, 613
- Ogilvie, G. I. 2014, *ARA&A*, 52, 171
- Palacios, A. & Brun, A. S. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 302, *IAU Symposium*, ed. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, 363–364
- Palacios, A., Charbonnel, C., Talon, S., & Siess, L. 2006, *A&A*, 453, 261
- Palacios, A., Talon, S., Charbonnel, C., & Forestini, M. 2003, *A&A*, 399, 603
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Quintana, E. V., Barclay, T., Raymond, S. N., et al. 2014, *Science*, 344, 277
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249



- Reiners, A. & Mohanty, S. 2012, *ApJ*, 746, 43
- Réville, V., Brun, A. S., Strugarek, A., et al. 2015, *ApJ*, 814, 99
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Saur, J., Grambusch, T., Duling, S., Neubauer, F. M., & Simon, S. 2013, *A&A*, 552, A119
- Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., et al. 2007, *A&A*, 476, 1373
- Stevenson, D. J. 2003, *Earth and Planetary Science Letters*, 208, 1
- Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014, *ApJ*, 795, 86
- Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2015, *ApJ*, 815, 111
- Tognelli, E., Prada Moroni, P. G., & Degl'Innocenti, S. 2011, *A&A*, 533, A109
- Torres, G., Kipping, D. M., Fressin, F., et al. 2015, *ApJ*, 800, 99
- Truitt, A., Young, P. A., Spacek, A., Probst, L., & Dietrich, J. 2015
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, 469, L43
- Underwood, D. R., Jones, B. W., & Sleep, P. N. 2003, *International Journal of Astrobiology*, 2, 289
- Valle, G., Dell'Omodarme, M., Prada Moroni, P. G., & Degl'Innocenti, S. 2014, *A&A*, 567, A133
- Vidotto, A. A., Donati, J.-F., Jardine, M., et al. 2016, *MNRAS*, 455, L52
- Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., Moutou, C., & Donati, J.-F. 2015
- Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014, *MNRAS*, 441, 2361
- Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2013, *A&A*, 557, A67
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, *ApJ*, 628, L143
- Young, P. A. & Arnett, D. 2005, *ApJ*, 618, 908
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115
- Zahn, J.-P. & Bouchet, L. 1989, *A&A*, 223, 112

### 6.3 Estimation des paramètres d'étoile-hôtes - Art. Santerne et al. (2016)

Les planètes géantes extra-solaires sont étudiées depuis maintenant plus de 20 ans. Cependant, il existe toujours des questions ouvertes quant à leur processus de formation et de migration ainsi qu'à l'évolution des conditions atmosphériques planétaires dans différents environnements stellaires. Dans cet article, nous étudions un échantillon d'exoplanètes géantes en transit devant leur étoile-hôte qui ont été détectées par le télescope spatial *Kepler* avec des périodes orbitales inférieures à 400 jours. On définit tout d'abord un sous-échantillon de 129 candidates autour d'étoiles de type solaire sur la séquence principale ( $0,7M_{\odot} < M < 1,4M_{\odot}$  et  $R < R_{\text{TAMS}}$ ), qui ont été suivies avec le spectrographe SOPHIE (OHP, France) dans le cadre d'une campagne de 6 ans de mesure des vitesses radiales (en complément de la méthode des transits). Ceci nous a permis de relever la véritable nature de ces candidats et de mesurer un taux de faux-positifs de l'ordre de  $54,6 \pm 6,5\%$  pour des géantes orbitant avec une période inférieure à 400 jours.

Une fois obtenu cet échantillon de planètes confirmées, on en dérive ensuite un taux d'occurrence de planètes géantes à différentes périodes orbitales. On obtient ainsi une probabilité globale de  $4,6 \pm 0,6\%$  d'avoir une planète géante avec une période orbitale inférieure à 400 jours.

On retrouve les différentes populations de planètes géantes qui avaient été relevées par les programmes d'observation de vitesses radiales pour la première fois avec les données *Kepler*. En comparant ces données avec d'autres sources, nous trouvons un taux d'occurrence inférieur pour les jupiters chauds mais pas pour les géantes plus lointaines.

Pour la première fois également, nous dérivons, le taux d'occurrence des naines brunes dans ce que l'on appelle le désert des naines brunes, avec une valeur de  $0,29 \pm 0,17\%$ .

Finalement, nous discutons des propriétés physiques des géantes de notre échantillon. Nous confirmons ainsi que les planètes géantes modérément irradiées par l'étoile hôte ne sont pas gonflées, mais qu'elles sont en moyenne plus petites que ce que les modèles de formation et d'évolution de systèmes planétaires ne prédisent.

Enfin, dans ce régime de faible irradiation nous obtenons une possible corrélation entre la densité de la planète et la métallicité de l'étoile-hôte. Cependant cela demanderait un nombre de détections plus important pour être confirmé.

L'article est suivi d'une liste des exoplanètes géantes candidates étudiées dans cette étude et d'une caractérisation spectroscopique de chacun des systèmes.

## SOPHIE velocimetry of *Kepler* transit candidates

### XVII. The physical properties of giant exoplanets within 400 days of period<sup>\*,\*\*</sup>

A. Santerne<sup>1,2</sup>, C. Moutou<sup>2,3</sup>, M. Tsantaki<sup>1</sup>, F. Bouchy<sup>2,4</sup>, G. Hébrard<sup>5,6</sup>, V. Adibekyan<sup>1</sup>, J.-M. Almenara<sup>7,8</sup>, L. Amard<sup>9,4</sup>, S. C. C. Barros<sup>1,2</sup>, I. Boisse<sup>2</sup>, A. S. Bonomo<sup>10</sup>, G. Bruno<sup>2</sup>, B. Courcol<sup>2</sup>, M. Deleuil<sup>2</sup>, O. Demangeon<sup>2</sup>, R. F. Díaz<sup>4</sup>, T. Guillot<sup>11</sup>, M. Havel<sup>11,12</sup>, G. Montagnier<sup>5,6</sup>, A. S. Rajpurohit<sup>2</sup>, J. Rey<sup>4</sup>, and N. C. Santos<sup>1,13</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal  
e-mail: alexandre.santerne@astro.up.pt

<sup>2</sup> Aix-Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

<sup>3</sup> CNRS, Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Hwy., Kamuela, 96743, USA

<sup>4</sup> Observatoire Astronomique de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>5</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

<sup>6</sup> Observatoire de Haute-Provence, Université d'Aix-Marseille & CNRS, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

<sup>7</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>8</sup> CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>9</sup> LUPM, Université Montpellier II, CNRS, UMR 5299, Place E. Bataillon, 34095 Montpellier, France

<sup>10</sup> INAF-Osservatorio Astrofisico di Torino, via Osservatorio 20, 10025 Pino Torinese, Italy

<sup>11</sup> Laboratoire Lagrange, UMR 7239, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, 06300 Nice, France

<sup>12</sup> Department of Astronomy, Columbia University, Pupin Physics Laboratory, 550 West, 120th Street, New York, NY 10027, USA

<sup>13</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal

Received 8 September 2015 / Accepted 27 October 2015

#### ABSTRACT

While giant extrasolar planets have been studied for more than two decades now, there are still some open questions as to their dominant formation and migration processes, as well as to their atmospheric evolution in different stellar environments. In this paper, we study a sample of giant transiting exoplanets detected by the *Kepler* telescope with orbital periods up to 400 days. We first defined a sample of 129 giant-planet candidates that we followed up with the SOPHIE spectrograph (OHP, France) in a 6-year radial velocity campaign. This allowed us to unveil the nature of these candidates and to measure a false-positive rate of  $54.6 \pm 6.5\%$  for giant-planet candidates orbiting within 400 days of period. Based on a sample of confirmed or likely planets, we then derived the occurrence rates of giant planets in different ranges of orbital periods. The overall occurrence rate of giant planets within 400 days is  $4.6 \pm 0.6\%$ . We recovered, for the first time in the *Kepler* data, the different populations of giant planets reported by radial velocity surveys. Comparing these rates with other yields, we find that the occurrence rate of giant planets is lower only for hot Jupiters but not for the longer-period planets. We also derive a first measurement of the occurrence rate of brown dwarfs in the brown-dwarf desert with a value of  $0.29 \pm 0.17\%$ . Finally, we discuss the physical properties of the giant planets in our sample. We confirm that giant planets receiving moderate irradiation are not inflated, but we find that they are on average smaller than predicted by formation and evolution models. In this regime of low-irradiated giant planets, we find a possible correlation between their bulk density and the iron abundance of the host star, which needs more detections to be confirmed.

**Key words.** planetary systems – binaries: spectroscopic – techniques: radial velocities – techniques: spectroscopic – techniques: photometric

### 1. Introduction

Twenty years after the discovery of the first extrasolar giant planet around a main sequence star (Mayor & Queloz 1995), not all questions about extrasolar giant planets (EGPs) have been answered. Their formation, migration, and evolution are far from having been fully understood. As an example, both

the well-adopted core – accretion model (e.g. Mordasini et al. 2009b) and the latest results from the disk – instability model (e.g. Nayakshin 2015a,b) are able to reproduce the observed correlation of giant-planet formation rates with the metallicity of host stars (Santos et al. 2001), thereby reopening the question about their dominant formation process. Another example is the inflation of some giant, highly irradiated planets that could not be modelled with reasonable physical ingredients (e.g. Almenara et al. 2015).

Different physical processes are currently proposed to explain their strong inflation (see e.g. Baraffe et al. 2014, for a review), but this question has still not been completely solved.

\* Based on observations made with SOPHIE on the 1.93 m telescope at Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France.

\*\* RV data (Appendices C and D) are only available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](http://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/587/A64>

Even the definition of what a giant planet may be is still an open question at both extremes: the lower mass planets (Hatzes & Rauer 2016) and the brown dwarf regime (Schneider et al. 2011; Chabrier et al. 2014). When the orbital obliquity is put into the picture, it raises even more questions about the complexity in the planet formation and evolution (Winn et al. 2010; Hébrard et al. 2010; Triaud 2011; Dawson 2014).

At a time when small planets in the habitable zone are being found (e.g. Jenkins et al. 2015), characterising EGPs is still of high importance for answering these questions. Moreover, since their formation process is tightly connected, it is important to understand the formation processes of the large planets before exploring those of the smallest ones. A lot of constraints on EGPs have already been added by radial velocity (RV) surveys (e.g. Santos et al. 2001; Udry et al. 2003; Howard et al. 2010; Mayor et al. 2016; Adibekyan et al. 2013; Dawson & Murray-Clay 2013). However, these planets do not have a radius measurement (except for a few of them, e.g. Moutou et al. 2009), which does not allow one to understand their density diversity or their atmospheric physical properties.

The population of transiting EGPs receiving a moderate or low irradiation is still poorly explored, with only five objects characterised well (mass and radius significantly measured) with orbital periods longer than a month (Santerne et al. 2014). These planets, which are rarely seen in transit<sup>1</sup>, pave the way between the hot Jupiters and the solar system giants, so they can offer unprecedented information for understanding the physics of the atmosphere, the formation, and the migration of such planets. In this context, the *Kepler* space telescope (Borucki et al. 2009) has detected giant-planet candidates with orbital periods as long as several hundred days (Coughlin et al. 2015), so that it is probing this population of low-irradiation planets.

Giant transiting exoplanets are easily mimicked by other stellar objects, thereby leading to false positives (e.g. Brown 2003; Torres et al. 2005; Cameron 2012), making it difficult to interpret the candidates without establishing their nature. Spectroscopic follow-up can easily reveal blended multiple stellar systems (Santerne et al. 2012b; Kolbl et al. 2015), and high-resolution imaging (e.g. Lillo-Box et al. 2014) can unveil close-by companions. However, to firmly establish their planetary nature, one has to detect their Doppler signature or use statistical methods (also known as planet-validation, see Santerne et al. 2014, for an illustration of both methods). To correctly interpret the transit detections, follow-up observations are therefore needed, especially for the population of giant exoplanets.

In this paper, we present the results and interpretation of a six-year RV campaign with the SOPHIE spectrograph (Observatoire de Haute-Provence, France) of a complete sample of giant transiting candidates detected by *Kepler* within 400 days of orbital periods. This paper completes and extends the work presented in Santerne et al. (2012b). In Sect. 2, we define the giant-planet candidate sample detected by *Kepler* and selected for our RV follow-up programme. In Sect. 3, we present the performed spectroscopic observations, their analysis, and the nature of the candidates that are discussed case by case in Appendix A. In Sect. 4, we computed the false-positive rate of *Kepler* exoplanet giant-planet (EGP) candidates within 400 days and compare it with previous estimations. In Sect. 5, we measure the occurrence rates of EGPs and brown dwarfs (BD) in different ranges of orbital periods that we compare with the values determined in other stellar populations (e.g. the solar neighbourhood). In Sect. 6, we discuss some physical properties of these

EGPs and the ones of their host stars. Finally, we make a summary of the main results of this paper and draw our conclusions in Sect. 7. The spectroscopic data are listed in the Appendices C and D.

## 2. The giant-planet candidate sample

To select the EGP candidates, we used the list of *Kepler* objects of interest (KOI), which has been successively published in Borucki et al. (2011a,b), Batalha et al. (2013), Burke et al. (2014), Rowe et al. (2015), Mullally et al. (2015), and Coughlin et al. (2015). The latest release corresponds to the candidates detected based on the full dataset of the *Kepler* prime mission (from quarters Q1 to Q17). These candidates are listed in the NASA exoplanet archive<sup>2</sup>, together with their orbital and transit parameters. We used the cumulative KOI table as of 2015 June 5. In this table, there are 8826 KOIs. We first removed all the KOIs that were already identified as false positives using the *Kepler* data. These false positives are mostly background eclipsing binaries (EBs) and background transiting planets that produce an in-transit astrometric signal, called the centroid effect (Batalha et al. 2010; Bryson et al. 2013). Among all the KOIs, 4661 are not obvious false positives and are labelled as planet candidates in the catalogue. These candidates have a host star magnitude in the *Kepler* bandpass ( $K_p$ ) ranging from 8.2 to 19.5, with a median of 14.6.

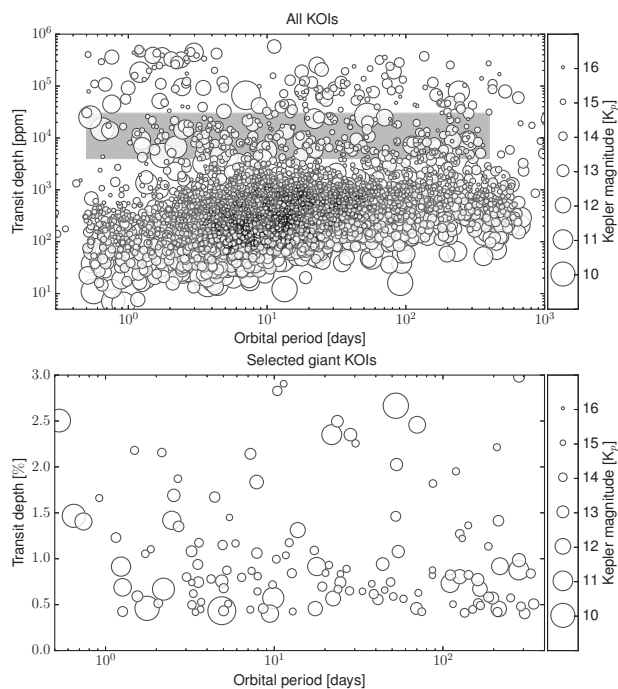
From this list of 4661 candidates, we kept only the 2481 ones that transit a host star with a magnitude  $K_p < 14.7$ . This was chosen to match the maximum magnitude for which the SOPHIE spectrograph (see Sect. 3) could reach a RV photon noise better than  $20 \text{ m s}^{-1}$  for slow-rotating stars in a maximum of 3600 s of exposure time (Santerne et al. 2013b). Such precision is the minimum needed to significantly detect the RV signal of a Jupiter-mass planet with orbital periods of up to a few tens of days (e.g. Santerne et al. 2011b, 2014).

To select the candidates that are compatible with an EGP, we kept the KOIs that have a reported transit depth ( $\delta$ ) between 0.4% and 3%. Very few EGPs have been found so far with a transit depth below 0.4%, and most of them are transiting evolved stars: e.g. KOI-428 (Santerne et al. 2011a), WASP-72 (Gillon et al. 2013), WASP-73 (Delrez et al. 2014). At the other extreme, only one EGP has been found with a transit depth greater than 3%, KOI-254 (Johnson et al. 2012), whose M-dwarf host represents a small fraction of the KOIs (Dressing & Charbonneau 2013). We are therefore confident that those criteria select the majority of the EGPs transiting FGK dwarfs. We did not select the giant-planet candidates based on their estimated radius because this value depends strongly on the 40% uncertain estimated radius of the host (Huber et al. 2014). The complete selection of candidates based on their estimated radius is therefore uncertain. Moreover, the transit depth is a directly measured observable, and as such are more reliable than the estimated planetary radius. By selecting candidates based on their transit depth, however, one might have some contamination from low-mass EBs or small planets transiting small stars.

Among the giant-planet candidates we finally selected all those with an orbital period ( $P$ ) of less than 400 days. This insures that at least three transits were observed during the entire duration of the *Kepler* prime mission. By applying the three selection criteria ( $K_p < 14.7$ ,  $0.4\% < \delta < 3\%$ , and  $P < 400 \text{ d}$ ), we find 129 KOIs on 125 target stars. They are displayed in Fig. 1 and listed in Table B.1, together with their various ID, their main

<sup>1</sup> Their transit probability is at the level of 1% or below.

<sup>2</sup> <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>



**Fig. 1.** Planet candidates detected by the *Kepler* telescope in the Q1–Q17 dataset. Their transit depth is displayed here as a function of their orbital period. The size of the circle is relative to the magnitude of the host. The grey region in the upper panel represents the selection criteria used to define the giant-planet candidate sample (see text). The lower panel is a zoom to this selected population of candidates.

orbital and transit parameters (period, depth, and scaled distance to star), as well as their host properties as determined by Huber et al. (2014).

Santerne et al. (2012b) used the same criteria in terms of magnitude limits and transit depths, but the candidate periods were limited to 25 days. The new sample extends the sample for periods up to 400 days and contains three times more candidates than the previous study.

### 3. Unveiling the nature of the candidates

#### 3.1. SOPHIE observations and reduction

We observed the candidate sample with the SOPHIE spectrograph (Bouchy et al. 2009c) mounted on the 1.93 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (France). SOPHIE is a fibre-fed high-resolution stable spectrograph dedicated to high-precision RV measurements (Perruchot et al. 2008; Bouchy et al. 2009c, 2013). The observations were done as part of a large programme dedicated to *Kepler* targets and funded by the French Programme of Planetology<sup>3</sup> from 2010 July 14 to 2015 July 15.

During these six observing campaigns, this programme collected more than 1000 spectra on 154 different targets, spread over more than 370 nights, cumulating more than 640 h of open-shutter time. Each target was observed between two and 51 different epochs with a typical precision of about  $20 \text{ m s}^{-1}$ .

<sup>3</sup> Programme IDs: 10A.PNP.CONNS, 10B.PNP.MOUT, 11A.PNP.MOUT, 11B.PNP.MOUT, 12A.PNP.MOUT, 12B.PNP.MOUT, 13A.PNP.MOUT, 13B.PNP.HEBR, 14A.PNP.HEBR, 14B.PNP.HEBR, 15A.PNP.HEBR.

Most observations were performed using the high-efficiency (HE) mode of SOPHIE with an instrumental resolution of  $\sim 39\,000$ . For a few targets brighter than  $K_p = 12$ , we observed them using the high-resolution mode (HR), which has an instrumental resolution of  $\sim 75\,000$  and a better light scrambling (Perruchot et al. 2011), providing better precision. All spectra were reduced using the online pipeline. We computed the weighted cross-correlation function (CCF) using a G2 mask (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002). This mask has been optimised for solar-type stars, which is the main population observed by *Kepler*.

When necessary, we corrected the CCFs affected by the Moon’s background light following the procedure described in Baranne et al. (1996). We then measured the RV, bisector span, and full width half maximum (FWHM). All the measurements are reported in Tables C.1–C.3 and analysed in Appendix A. The errors on the RV are estimated using the method explained in Bouchy et al. (2001) and in Appendix A of Boisse et al. (2010). For the bisector and FWHM, we used the photon noise factors listed in Santerne et al. (2015). These spectroscopic diagnostics are used to reveal the presence of contaminating stars, therefore likely false positives that might be the source of the transit event (Santos et al. 2002; Torres et al. 2005). Several stars that present a  $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$  scatter in FWHM, including the RV constant star HD 185144 (Santerne et al. 2014), we concluded this scatter was from the insufficient thermal control of the instrument that introduces slight changes in focus (Courcol et al. 2015). For this reason, we used the FWHM as a vetting tool only if the variation is much larger than  $100 \text{ m s}^{-1}$ .

We corrected the RV from the CCD charge transfer inefficiency (Bouchy et al. 2009a) using the calibration described in Santerne et al. (2012b). Following Santerne et al. (2014), we also corrected instrumental drifts in the RV using the ones measured on the constant star HD 185144 on the same nights. The RV we used for this correction are listed in Table D.1. This allowed us to reach an rms down to  $13 \text{ m s}^{-1}$  over more than two years on stars as faint as  $K_p = 14.5$ , which is equivalent to the photon noise.

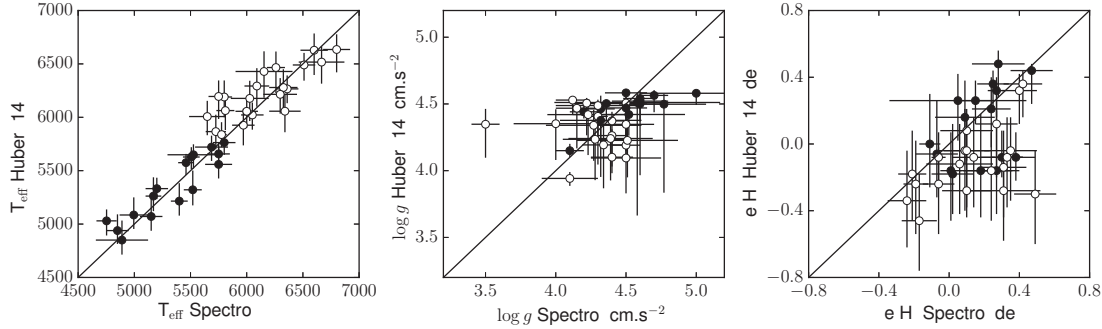
#### 3.2. Stellar atmospheric analyses

##### 3.2.1. Stellar atmospheric parameters

To support the determination of the nature of the candidates showing no significant RV variation (within  $3\sigma$ , see Sect. 3.3.3), we performed a detailed spectral analysis of the targets<sup>4</sup>. This allowed us to improve the upper limits on the candidate mass and to identify evolved stars that are hosts of false positives. Some spectra have a signal-to-noise ratio (S/N) that is too low for a detailed spectral analysis. Among the 125 candidates hosts, we selected 12 stars with no significant RV variation and a S/N high enough to analyse their SOPHIE spectra. We derived the atmospheric parameters of those 12 stars after correcting for their RV shifts and the cosmic-ray impacts. We subtracted the sky contamination (using the spectra of Fibre B) from the target spectra (in Fibre A), after correcting for the relative efficiency of the two fibres. To derive the atmospheric parameters, namely the effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ), surface gravity ( $\log g$ ), metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ), and microturbulence ( $\xi_i$ ), we followed the methodology described in Sousa et al. (2008) and Tsantaki et al. (2013). This method relies on measurement of the equivalent

<sup>4</sup> The spectral analysis of bona-fide exoplanets are presented in dedicated papers.





**Fig. 2.** Comparison of the  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , and  $[\text{Fe}/\text{H}]$  we derived by spectroscopy with the ones derived photometrically by Huber et al. (2014) for the 37 targets listed in Table B.2. Open and filled circles are for stars hotter and cooler than the Sun (respectively). The  $\log g$  of the giant host KOI-5976 is not displayed here for the sake of clarity in the plot.

widths (EWs) of Fe and Fe lines and on imposing excitation and ionization equilibrium.

The analysis was performed by assuming local thermodynamic equilibrium using a grid of model atmospheres (Kurucz 1993) and the radiative transfer code MOOG (Snedden 1973). The iron line lists for this analysis were taken from Sousa et al. (2008) for the hotter stars ( $>5200$  K) and from Tsantaki et al. (2013) for the cooler ones. The EWs were measured automatically with the ARES 2.0 code (Sousa et al. 2015). To ensure accurate measurements of the EWs, we excluded any lines with errors over 20% of their absolute values. We corrected the observed  $\log g$  using the asteroseismic calibration of Mortier et al. (2014). The derived parameters are reported in Table B.2 and discussed case by case in Appendix A. We finally updated the stellar fundamental parameters using the Dartmouth stellar evolution tracks of Dotter et al. (2008).

In Table B.2, we also list the spectroscopic parameters of 25 planet hosts derived by our team and published in previous papers (e.g. Almenara et al. 2015; Bonomo et al. 2015). These stellar parameters were derived using either the MOOG (as described above) or the VWA software. Comparison between the two on some targets have shown no significant differences (e.g. Santerne et al. 2014). These stellar parameters are also available in SWEET-Cat<sup>5</sup> (Santos et al. 2013). For the other candidates or planet hosts, we used the spectroscopic parameters found in the literature (e.g. Huber et al. 2014). For some targets we used an ESPaDOnS<sup>6</sup> (Bonomo et al. 2015) or HARPS-N<sup>7</sup> co-added spectrum (Hébrard et al. 2014). In total, we thus have 37 stars from our sample for which we could derive precise parameters from a spectroscopic analysis.

We determined the  $\nu \sin i_*$  of the single-line spectra using the average width of the SOPHIE CCF and the relations in the Appendix B of Boisse et al. (2010). We estimated the  $(B - V)$  of the host stars based on their atmospheric parameters reported by Huber et al. (2014) and the calibration from Pecauc & Mamajek (2013). We did not use the observed  $(B - V)$  because it is affected by unknown interstellar extinction, which would introduce systematic noise. The method of Boisse et al. (2010) finds an uncertainty of  $1 \text{ km s}^{-1}$  that we conservatively increased by 20% to account for the errors in the  $T_{\text{eff}}$  and in the  $(B - V)$  calibration.

<sup>5</sup> The SWEET-Cat is available at: <http://www.astro.up.pt/resources/sweet-cat/>

<sup>6</sup> CFHT programme 12BF24 (PI: Deleuil).

<sup>7</sup> OPTICON programme IDs: OPT12B\_13, OPT13A\_8, OPT13B\_30 (PI: Hébrard); TNG programme IDs: A28DD2 (PI: Santerne).

For fast-rotating stars ( $\nu \sin i_* \gtrsim 10 \text{ km s}^{-1}$ ), we fitted the CCF with a rotation profile as described in Santerne et al. (2012a) to determine their  $\nu \sin i_*$ . We list their measured values and uncertainties in Table B.3.

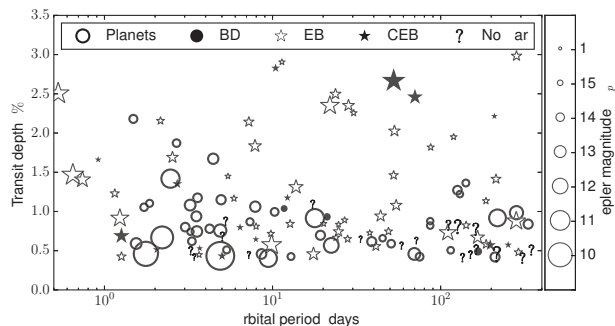
### 3.2.2. Comparison with Huber et al. (2014)

We compared the results from the spectral analyses we performed in the context of this spectroscopic follow-up of *Kepler* giant-planet candidates with the ones of Huber et al. (2014), derived based on colour photometry. In Fig. 2, we compare the  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , and  $[\text{Fe}/\text{H}]$  of the 37 stars, derived by spectroscopy with the ones independently reported by Huber et al. (2014).

We find agreement between the spectroscopic and photometric  $T_{\text{eff}}$  with a systematic offset of  $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}}^{\text{Spectro}} - T_{\text{eff}}^{\text{Huber+14}} = -51 \pm 29^8 \text{ K}$ . The  $\log g$  values are very noisy, and no systematic offset is found with  $\Delta \log g = \log g^{\text{Spectro}} - \log g^{\text{Huber+14}} = -0.01 \pm 0.04 \text{ cm s}^{-2}$ . However, for the  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , some stars seem to have a lower photometric metallicity compared with the spectroscopic one. The systematic offset is  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = [\text{Fe}/\text{H}]^{\text{Spectro}} - [\text{Fe}/\text{H}]^{\text{Huber+14}} = 0.17 \pm 0.04 \text{ dex}$ . This systematic offset agrees perfectly with the value found by the massive low-resolution spectroscopic survey of the *Kepler* fields performed with LAMOST (Dong et al. 2014). We find that this offset in the stellar metallicity seems to depend on the stellar effective temperature. If we divided our list of targets into two subsamples (see Fig. 2), one for stars that are cooler or one for those hotter than the Sun, this systematic offset is  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]^{\text{cool}} = 0.09 \pm 0.06 \text{ dex}$  and  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]^{\text{hot}} = 0.22 \pm 0.05 \text{ dex}$ . Stellar rotation, which is higher for the hot stars, might be one of the reasons for this discrepancy. This  $T_{\text{eff}} - [\text{Fe}/\text{H}]$  trend might also be an artefact of the spectroscopic method, used either for our analyses or for calibrating the photometric values in Huber et al. (2014). Torres et al. (2012) have already pointed out some systematic effects in the determination of the spectroscopic parameters, especially for stars hotter than 6000 K. We expect these systematics to be particularly strong at relatively low S/N (typically  $<50$ ), which is the regime of S/N for the spectra of most of the *Kepler* targets.

Wang & Fischer (2015) propose a correction of the metallicities from the *Kepler* input catalogue (Brown et al. 2011) using

<sup>8</sup> The values and errors reported in this paragraph correspond to the mean and its uncertainty computed as  $\sigma/\sqrt{N - k_f}$ , with  $\sigma$  the standard deviation,  $N$  the number of points, and  $k_f$  the number of free parameters (Gott et al. 2001). Here,  $k_f = 1$ .



**Fig. 3.** Same as lower panel of Fig. 1, but the labels indicate the nature of the candidates: BD stands for brown dwarfs, EB for eclipsing binaries, CEB for contaminating binaries, and No Var for the unsolved cases that show no significant variation in radial velocity.

the spectroscopic data from Buchhave et al. (2014). Since Huber et al. (2014) used the same spectroscopic data to calibrate their metallicities, this correction is no longer valid.

### 3.3. Nature of the candidates

The nature of the candidates is unveiled case by case in the Appendix A, reported in Table B.1, and displayed in Fig. 3. We present below a summary of the different populations of candidates.

#### 3.3.1. Bona fide planets and brown dwarfs

In the sample of 129 giant-planet candidates, 30 of them are bona fide planets already established and characterised by other spectroscopic facilities (e.g. Latham et al. 2010; Endl et al. 2011; Gandolfi et al. 2013) by transit timing variation analyses (e.g. Ofir et al. 2014) and by the “multiplicity-boost” validation (Rowe et al. 2014). Except for a few cases, we did not observe them with SOPHIE, relying on the candidate nature that has been secured in the respective papers. In this sample, our team established and characterised 18 EGP and brown dwarfs that have already been published in previous papers of this series.

The distinction between EGPs and brown dwarfs has been widely discussed (e.g. Chabrier et al. 2014) and remains uncertain unless we know the formation history of these objects. With a mass of  $\sim 18 M_{\oplus}$ , Kepler-39 b (Bouchy et al. 2011) is somewhat arbitrarily considered as a brown dwarf. Considering it as a planet would not change the results of this paper significantly, except for Sect. 5.3. The other two massive substellar companions in our sample (KOI-205 b ( $\sim 40 M_{\oplus}$ ) and KOI-415 b ( $\sim 62 M_{\oplus}$ ): Díaz et al. 2013; Moutou et al. 2013a) are very likely to be brown dwarfs. Finally, the case of the  $78 M_{\oplus}$ -companion to KOI-189 has been classified as a very-low-mass star by Díaz et al. (2014b). This leads to a total number of bona fide EGPs in our candidate sample of 45 and 3 brown dwarfs. All the references are provided in Table B.1.

#### 3.3.2. Eclipsing binaries and contaminating eclipsing binaries

Among the 129 candidates, we detected 63 EBs that show up to three different sets of lines in the spectra. The spectroscopic observations, analyses, and conclusions are described in Appendix A or in Santerne et al. (2012b). When two or three sets

of lines are detected in the spectra, we fitted the cross-correlation function with two or three Gaussian profiles (respectively). For these cases, we estimated the RV photon noise using the following equation:

$$\sigma_{\text{RV}} [\text{km s}^{-1}] = A_i \times \frac{\sqrt{\text{FWHM} [\text{km s}^{-1}]}}{\text{CTRS} [\%] \times S/N}, \quad (1)$$

with  $A_{\text{HE}} = 3.4$  and  $A_{\text{HR}} = 1.7$  for both instrumental modes of SOPHIE. The S/N is the S/N per pixel computed by averaging the flux in the 200 pixels at the centre of the spectral order #26 (i.e. at about 550 nm), and CTRS is the contrast of the averaged line profile. This photon-noise estimate has been calibrated on a set of standard stars, following the same procedure as described in Bouchy et al. (2005).

Among those 63 EBs, 48 are spectroscopic binaries showing one or two set(s) of lines (hence an SB1 or SB2). In most cases, we observed them only two or three times, which is not enough to fully characterise the mass and eccentricity of these binaries. To estimate the companion mass of an SB1, we assumed a circular orbit at the transit ephemeris and no significant RV drift. Several caveats in our analyses might significantly change the reported companion masses. First, the circular orbit assumption is not reasonable for binaries with an orbital period longer than about ten days (Halbwachs et al. 2003; Raghavan et al. 2010). Second, the primary mass estimate from Huber et al. (2014) that we used might be affected by the presence of a stellar companion. Finally, if the orbital periods of these binary are twice the ones detected by *Kepler*, the reported masses are also wrong.

For SB2 binaries, we used the slope of their RV correlation to measure the binary mass ratio (Wilson 1941). As for the SB1, we observed most of them only very few times, which limits the possibility of determining their mass and eccentricity.

These spectroscopic binaries are stars eclipsing the target. Their eclipse depth is likely not to be diluted by a substantial third light; otherwise, we would have detected it in our spectroscopic data. They are able to mimic a giant-planet candidate because they have a grazing eclipse with a depth compatible with the one of an EGP. A few binaries are stars with an EGP-like radius, whose identification is impossible from the light curve alone, unless they present a deep secondary eclipse (as in Zhou & Huang 2013) or a large beaming, ellipsoidal, or reflection effect.

In this sample of EBs, we detected 16 eccentric systems (2 already characterised in Santerne et al. 2012b, and 14 new ones described in the Appendix A) that present only a secondary eclipse, the primary eclipse invisible from Earth (Santerne et al. 2013a). Two other candidates are secondary-only EBs in more complex multiple stellar systems. These numbers are fully compatible with the predictions of Santerne et al. (2013a).

We also found 15 stellar systems that either present three stellar components in the spectra, or SB2 with RV that are not anti-correlated, revealing the presence of a third, unseen star in the system. Those candidates, most likely triple systems, have an eclipse depth that is severely diluted by the target star. In these cases, even a relatively deep eclipse might mimic the transit depth of a planet. Moreover, if the EB is eccentric, only the primary or secondary eclipse could be visible. Triple systems might be difficult to identify by spectroscopy because the brightest star in the system is not the eclipsed star. Moreover, if the eclipsing system is physically bound with the target star, they are most likely blended in both photometry and spectroscopy. Using the variation in the line profile (the bisector and the FWHM, see Santerne et al. 2015), we identified some triple systems with relatively faint companions compared with the target star. However,



if the eclipse host contributes to less than about 5% of the total flux of the system (magnitude difference more than 3, or mass ratio lower than  $\sim 0.5$ ), we would not be able to detect the second set of lines in the cross-correlation functions or its impact on the target line-profile shape. If such systems are present in our sample, we would not be able to identify them as false positives. Therefore, the actual number of diluted EBs might exceed what we found.

In the Table B.1 and in the rest of the paper, we refer to the 48 systems with an undiluted eclipse depth as eclipsing binaries (or EB). We also refer to the 15 ones with a diluted eclipse depth, which are either triple systems or background EBs, as contaminating eclipsing binaries (or CEB).

Among the 63 EBs we detected, 54 are already included in the *Kepler* EB catalogue (v3)<sup>9</sup> of Kirk et al. (in prep.). The other nine are unveiled by our observations and were not previously identified as such based on the *Kepler* light curve. In this catalogue, we found two candidates listed as EB, but our observations do not support this statement. In previous versions of the catalogue, some bona fide exoplanets were also listed (as discussed already in Santerne et al. 2012b).

### 3.3.3. No variation cases

For 18 giant-planet candidates, we found no significant RV, bisector, or FWHM variation. The nature of these candidates remains uncertain: they might be planets that have too low a mass for our RV precision or they might be diluted EBs with a large flux ratio between the eclipse host and the target star, which make them undetectable in our spectroscopic data.

Assuming these candidates are planets, we derived their upper limits in mass. For that, we analysed the data with the MCMC algorithm of the PASTIS software (Díaz et al. 2014a). We used a uniform prior for the RV amplitudes (between 0 and  $100 \text{ km s}^{-1}$ ) for the systemic RV (between  $-100 \text{ km s}^{-1}$  and  $+100 \text{ km s}^{-1}$ ) and for the argument of periastron (between  $0^\circ$  and  $360^\circ$ ). For the eccentricity, we used a Beta distribution as a prior, as recommended by Kipping (2013). We fixed the periods and epochs of transit to the ones found by *Kepler*. When only two or three different observed epochs were available, we fixed the eccentricity to zero. When enough RV were available, we fitted a Keplerian orbit. If sub-giant planet candidates were detected in the light curve of the same system, we also included them in the model, even if their RV contribution is expected to be negligible. The choice of the model (circular vs. eccentric), as well as the number of planets, is described in Appendix A, together with the derived upper limits. We report these upper limits on the mass of the candidates, assuming they are planets, in Table B.4.

Among the 18 unsolved cases, one has a mass constraint that is still compatible with a brown dwarf (KOI-2679.01), and another one has a mass constraint compatible with a low-mass star (KOI-3783.01). Those two cases are giant-planet candidates transiting fast-rotating stars for which precise RV measurements are difficult to obtain.

### 3.3.4. Particular cases

Some candidates we observed have masses that have already been constrained by spectroscopy or TTV analysis. Our mass

<sup>9</sup> The *Kepler* EB catalogue is available at: <http://keplerebs.villanova.edu>

constraints are fully compatible except in two cases. The first case is KOI-1353.01. Assuming a circular orbit, we find a planet mass of  $1.55 \pm 0.34 M_{\oplus}$ , while Schmitt et al. (2014b) report a mass of  $0.42 \pm 0.05 M_{\oplus}$  for the same planet based on a TTV analysis. Our mass constraint is therefore significantly higher (at the  $3.3\sigma$ ) than the one found by TTVs. At least three reasons could explain this discrepancy: first, we find a host that is also more massive at the  $3.7\sigma$  level; second, the star is active, which might have significantly affected our RV or the transit times (Barros et al. 2013; Oshagh et al. 2013), and finally this planet might be significantly eccentric even if a low eccentricity has been reported by Schmitt et al. (2014b). For this case, more data and better precision are needed to make a firm conclusion.

The second case is KOI-372.01 for which the mass has recently been reported in Mancini et al. (2015) based on RV observations with the CAFE spectrograph. They found a RV amplitude of  $132 \pm 6 \text{ m s}^{-1}$ , while our SOPHIE HR RV shows no significant variation with an rms of  $24 \text{ m s}^{-1}$ . The analysis of the SOPHIE spectra and their comparison with the CAFE observations will be presented in a forthcoming paper (Demangeon et al., in prep.). We considered this case as unsolved.

Finally, KOI-3663 b/Kepler-86 b, previously validated statistically by Wang et al. (2013), reveals some line-profile variations correlated with the RV data (see Appendix A.41). More observations are needed to conclude something about this case, and KOI-3663 b might not be a planet but a triple system. Without further evidence, we consider it as a planet in the rest of this article.

## 4. The false-positive rate

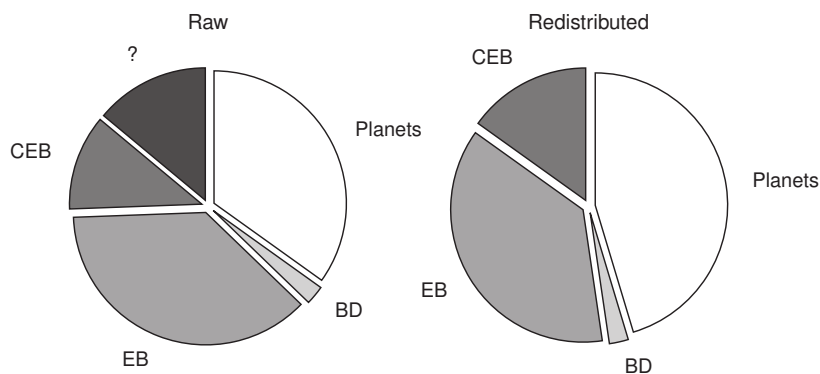
Based on the results of our spectroscopic survey, we can measure the false-positive rate of the *Kepler* giant-planet candidates, an extension of the previous rate  $34.8 \pm 6.5\%$  measured by Santerne et al. (2012b) for EGPs within a 25-day orbital period.

### 4.1. The giant-planet false-positive rate

Among the 129 selected KOIs, we identified  $34.9 \pm 5.2\%$  planets,  $2.3 \pm 1.3\%$  brown dwarfs,  $37.1 \pm 5.4\%$  EBs,  $11.6 \pm 3.0\%$  CEBs, and  $14.0 \pm 3.2\%$  unsolved cases, assuming a Poisson noise (see Fig. 4).

The unsolved cases are neither EBs nor brown dwarfs, otherwise a large RV variation would have been detected. They could be either planets with a mass lower than what can be detected with SOPHIE or a stellar or planetary companion eclipsing a different star than the target one. In this case, if the flux ratio between the target and the eclipse host is low enough, it is not possible to detect its contribution on the spectra, either by detecting its impact on the target line-profile shape (Santerne et al. 2015) or by detecting directly its line in the spectrum. This CEB could be either bound or chance-aligned with the target star. Following Santerne et al. (2012b), we assumed that the unsolved cases are composed of planets and CEBs with the same ratio as the observed one. This means that  $75 \pm 11\%$  of these unsolved cases are assumed to be planets, and  $25 \pm 6\%$  are likely to be faint CEBs.

We then find that the giant-planet candidates sample is composed of  $45.3 \pm 5.9\%$  planets,  $2.3 \pm 1.3\%$  brown dwarfs,  $37.2 \pm 5.4\%$  EBs, and  $15.1 \pm 3.4\%$  CEBs. This distribution of the nature of the giant-planet candidates is displayed in Fig. 4. This gives a giant-planet false-positive rate of  $54.6 \pm 6.5\%$ .



**Fig. 4.** Pie charts showing the distribution by nature of the giant-planet candidates: (*left*) the observed distribution of the candidates; (*right*) the underlying distribution of the candidates under the assumption that the unsolved cases are composed of 75% of planets and 25% of contaminating eclipsing binaries (see text). BD refers to brown dwarfs, EB to eclipsing binaries, CEB to contaminating eclipsing binaries, and the question mark to the unsolved cases.

Depending on the nature of the unsolved cases, the false-positive rate has a lower limit of  $51.2 \pm 6.3\%$  (if all unsolved cases are planets) and an upper limit of  $65.1 \pm 7.1\%$  (if they are false positives). This value does not account for the false positives (about 50% of the total number of EGP transit detection) already identified by the *Kepler* team.

If we repeat this analysis by dividing the sample in two, one for candidates with periods of less than 25 days (i.e. an updated value for the sample of Santerne et al. 2012b) and one for the candidates with periods longer than 25 days, we find that the false-positive rate is  $53.4 \pm 8.5\%$  and  $56.4 \pm 10.1\%$ , respectively. The value for the short-period sample is higher than the one reported in Santerne et al. (2012b) for two reasons: (1) new candidates have been found on stars that were not observed by *Kepler* in 2012; and (2) in this study we include the candidates that were flagged with a poor vetting flag in Borucki et al. (2011b) and rejected from the Santerne et al. (2012b) sample.

The false-positive rate is, however, not uniform over orbital periods. If we split the sample in three for candidates with periods of less than 10 days, between 10 and 85 days, and between 85 and 400 days (see Sect. 5 for the reasons of this sub-sample selection), we find false-positive rates of  $46.7 \pm 9.3\%$ ,  $68.6 \pm 12.9\%$ , and  $50.2 \pm 12.1\%$  (respectively). The false-positive rate is therefore the lowest for short-period candidates and the highest for intermediate-period ones.

#### 4.2. Comparison with other false-positive rate estimates

The false-positive rate of the *Kepler* mission is a key element that describes the reliability of the *Kepler* candidate catalogue for statistical analyses. Together with the pipeline completeness (Christiansen et al. 2013, 2015), this information is needed to accurately assess the underlying occurrence of planets, down to Earth-size planets in the habitable zone. The latter is the main objective of the *Kepler* prime mission (Borucki et al. 2009; Batalha 2014).

By modelling the expected distribution of planets and binaries in the *Kepler* field of view, Morton & Johnson (2011) found that the median false-positive probability among the Borucki et al. (2011b) candidates was as low as 5%. This value was not supported by spectroscopic observations of a sample of 44 giant candidates, which revealed a false-positive rate as high as  $34.8 \pm 6.5\%$  (Santerne et al. 2012b), or by the narrow-band GTC photometry of four small candidates in which two were found to be false positives (Colón et al. 2012).

Later on, Fressin et al. (2013) performed a new modelling of the expected population of planets and EBs in the *Kepler* field

of view, based on the Batalha et al. (2013) candidate list. They found a median value of 9.4% with a higher rate ( $29.3 \pm 3.1\%$  within 25 days) for the giant-planet candidates, which is compatible with the measurement of  $34.8 \pm 6.5\%$  (Santerne et al. 2012b). This median value was then revised by Santerne et al. (2013a) from 9.4% to 11.3% by accounting for secondary-only false positives.

Recently, Désert et al. (2015) have found a false-positive rate as low as 1.3% (upper limit of 8.8% at  $3\sigma$ ) based on the *Spitzer* near-infrared photometry of 51 candidates. However, this small set of candidates were selected to be representative of the KOI list from Borucki et al. (2011b) and not a well-defined sample. As pointed out by the authors, the extrapolation of the false-positive rate from this small sample, which represents 1.1% only of the planet candidates known today, to the entire sample of candidates, should be done with caution. Among these 51 *Spitzer* targets, 33 of them are orbiting in multiple systems that are known to have a very low a priori probability of being false positives (Lissauer et al. 2012, 2014). The 18 remaining ones are relatively small planets, and only two are EGPs<sup>10</sup>.

Using high-resolution spectroscopy and RV, we find that more than half of the giant-planet candidates are actually not planets. This value is significantly higher than all the other values reported so far. This value is, however, difficult to compare with the previous ones for two main reasons: (1) the list of candidates is different – we used the Q1–Q17 candidate list from Coughlin et al. (2015), while most of the aforementioned studies used the Q1–Q6 candidate list from Batalha et al. (2013), with half as many candidates<sup>11</sup> – and (2) the selection criteria are also different. As an example, Fressin et al. (2013) selected as giant-planet candidates all transit detections with an expected radius between 6 and  $22 R_{\oplus}$ , while our selection criteria are based on the observed transit depth (see Sect. 2). Therefore, we do not compare the numbers directly, but qualitatively discuss the differences and similarities found. Since the work of Fressin et al. (2013) is the most up-to-date simulation of the entire catalogue of candidates, we focus on the comparison between our observations and their results.

Fressin et al. (2013) predict a false-positive rate of  $17.7 \pm 2.9\%$  for all the giant planet candidates within 418 days<sup>12</sup>.

<sup>10</sup> These two EGPs are KOI-12 b and KOI-13 b. None of them is a false positive.

<sup>11</sup> Starting in 2014, the *Kepler* team decided to consider as a planetary candidates objects with expected radius larger than  $2R_{\oplus}$  to study the transition from EGP to low-mass stars (Batalha, priv. comm.). This substantially increased the number of EGP candidates and of false positives.

<sup>12</sup> No giant-planet candidate has been found between 400 and 418 days.

This value is significantly lower than our observational value. However, [Fressin et al. \(2013\)](#) did not consider the possibility that EBs mimics the transit of an EGP. The underlying reason is that such false positives have a V-shaped transit (i.e. an impact parameter  $b \gtrsim 1$ ) and can be easily rejected. Some grazing planets, such as CoRoT-10 b ([Bonomo et al. 2010](#)) or KOI-614 b ([Almenara et al. 2015](#)), also present the same V-shaped transit. Since those V-shaped candidates actually are in the catalogues, this scenario of false positive should be considered, as in [Morton \(2012\)](#).

By not considering EBs as an important source of false positives, [Fressin et al. \(2013\)](#) overestimated the occurrence rate of EGPs in the *Kepler* field of view. Since they used this occurrence rate of EGPs to estimate the number of planets transiting a physical companion to the target star, they also overestimated the abundance of this false-positive scenario. Since this scenario is the main source of false positives in the *Kepler* list of candidates (according to [Fressin et al. 2013](#)), it has an impact on all the population of planets.

Not all the EBs we identified are members of the *Kepler* EB catalogue (14% are missing – Kirk et al., in prep.) and two (KOI-1271.01 and KOI-6132.01) members of this catalogue were not confirmed by our data to be EBs. The completeness of this catalogue, which is used to estimate the number of false positives involving stellar systems, is thus lower than expected, and the number of false positives composed of stellar systems is underestimated in the [Fressin et al. \(2013\)](#) analysis.

As an illustration, [Fressin et al. \(2013\)](#) predict that among all target stars observed by *Kepler*, there are 4.7 triple systems, 8.0 background EB, and about 24.5 planets transiting physical companion to the target star that mimic EGPs. By observing only 125 stars among the bright half of the candidates, we found 15 candidates that we considered as CEBs. They are very likely bound with the target stars (hence triple systems) because they have a systemic RV similar to the target one<sup>13</sup>. This number of triple systems is three times more than the one predicted by [Fressin et al. \(2013\)](#) for all the candidates. We therefore observe roughly six times more triple systems than predicted<sup>14</sup>. On the other hand, we found no clear evidence of planets transiting a physical companion to the target star. They might, however, be among the unsolved cases. Therefore we observe a higher rate of triple systems than false positives made of planets, which is the opposite of what [Fressin et al. \(2013\)](#) predicted. The aforementioned reasons might explain this discrepancy. We note that only 66% of the EGP candidates were released in [Batalha et al. \(2013\)](#), which might also explain this difference with [Fressin et al. \(2013\)](#).

Using the method described in [Morton \(2012\)](#), Morton et al. (in prep.) find a false-positive rate of 42% in the same sample of EGPs. Among the 129 KOIs, only six are false positives with a low false-positive probability (<10%) according to their method. Out of the six, five are actually low-mass stars and are therefore undistinguishable from an EGP using photometry only.

#### 4.3. Extrapolation towards smaller planet candidates

Even if our spectroscopic observations bring no constraints to the large sample of small-planet candidates detected by *Kepler*,

<sup>13</sup> As discussed in [Bognár et al. \(2015\)](#), this seems not to be the case of KOI-3783.01.

<sup>14</sup> This assumes that there is the same rate of triple systems mimicking giant-planet candidates around targets brighter and fainter than  $K_p = 14.7$ , and there are ~equal numbers of stars in these categories.

we can use the EGPs as a reference to qualitatively extrapolate the false-positive rate of small planets.

##### 4.3.1. Undiluted-depth eclipsing binaries

The populations of small-planet candidates should be much less contaminated by EBs. Grazing eclipses (by stars or the rare brown dwarfs) can produce any transit depth, but their occurrence rate is expected to decrease for transit depths below 1% ([Santerne et al. 2013a](#)). Therefore, this source of false positives should completely disappear towards shallower candidates.

##### 4.3.2. Diluted-depth eclipsing binaries and transiting planet

Shallower transits produce lower S/N events at a given stellar magnitude, and the false-positive diagnoses are expected to be less efficient for shallow transits; for instance, the duration of the transit ingress and egress or the presence of a secondary eclipse is poorly constrained if the primary transit S/N is low. Therefore, false positives that mimic small planets are more difficult to screen out compared to the large ones.

In addition, the dilution ratio also affects the analysis. A planet candidate transiting a star of magnitude  $m_t$  with an observed depth of  $\delta_t$  can be mimicked by an eclipse of depth  $\delta_c$  on a contaminating star of magnitude  $m_c$ , such as

$$m_t - m_c = 2.5 \log_{10} \left( \frac{\delta_t}{\delta_c} \right). \quad (2)$$

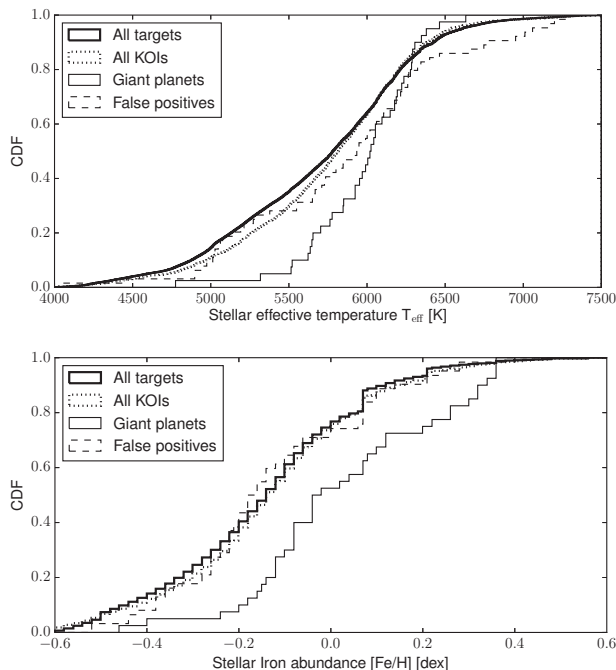
Decreasing  $\delta_t$  is achieved by decreasing  $\delta_c$  and/or increasing  $m_c$ : i.e. fainter false-positive hosts and/or smaller companions. Those fainter hosts could be either smaller or farther away stars that are, in both cases, more common, as previously discussed by [Brown \(2003\)](#).

##### 4.3.3. The false-positive rate of small planets

By combining both of the effects discussed in Sect. 4.3.2, we thus expected that the total number of false positives involving diluted-depth transits or eclipses increases towards smaller candidates and that we would be less efficient to rule them out. However, the false-positive rate is defined as the relative fraction of false positives against bona fide planets amongst the candidates. Thus, decreasing the transit depth of the candidates corresponds to exploring smaller planet populations that are more common according to planet-formation synthesis (e.g. [Mordasini et al. 2009b](#); [Nayakshin 2015a](#)) and the results from radial velocity surveys (e.g. [Howard et al. 2010](#); [Mayor et al. 2016](#)). Therefore, even if the absolute number of false positive increases by decreasing the transit depths, the relative value (i.e. the false-positive rate) might not necessarily increase.

We discussed previously that the absolute number of false positives is expected to increase towards smaller planet candidates. As pointed out by [Latham et al. \(2011\)](#) and [Lissauer et al. \(2011\)](#), however, about one third of the candidates smaller than Jupiter are found in multiple systems, in agreement with the first results of RV surveys (e.g. [Bouchy et al. 2009b](#); [Mayor et al. 2016](#)). Furthermore, those multiple candidates have a very low a priori probability of being false positives ([Lissauer et al. 2012, 2014](#)). Therefore, our predicted increase in false positives towards small planet candidates should be mostly concentrated on the candidates that are not in multiple systems. Any physical interpretation of the nature of these small-and-single, unconfirmed candidates might thus lead to wrong conclusions.





**Fig. 5.** Cumulative distribution functions (CDF) of the effective temperature (*top panel*) and the iron abundance (*bottom panel*) for all the *Kepler* targets (solid and thick line), the secured EGPs in our sample (solid line), and the false positives identified by our spectroscopic surveys (dashed line). The stellar parameters are from [Huber et al. \(2014\)](#).

#### 4.4. Comparison between giant-planet and false-positive host properties

Several studies have tried to infer some planet–star property correlation, such as with the effective temperature of the host star (e.g. [Howard et al. 2012](#)) or its metallicity (e.g. [Buchhave et al. 2014](#); [Wang & Fischer 2015](#)), since they provide direct tests of planet-formation theories. However, if the false positives are not accounted for and have a different host parameter distribution, they might alter the underlying correlation. To test this, we display in [Fig. 5](#) the cumulative distributions of the effective temperature and iron abundance of the planets and false positive hosts, as well as all the *Kepler* targets observed during Q1–Q16. As planets we only considered here the 45 that have been well established in our sample. The stellar parameters are from [Huber et al. \(2014\)](#).

We find that most stars hotter than 6500 K host false positives and very few host EGPs. This might be an observational bias since planets around hot, fast-rotating, and active stars are more difficult to find and characterise than those around Sun-like stars. We also find relatively few EGPs orbiting stars cooler than the Sun and that the giant planets tend to orbit metal-rich stars, which confirms the RV results (e.g. [Sousa et al. 2011](#), see also [Sect. 6.3](#)).

We computed the Anderson-Darling (AD) test<sup>15</sup> between the distributions of the giant-planet and the false-positive hosts

<sup>15</sup> The Anderson-Darling test is recommended by [Hou et al. \(2009\)](#) to estimate the probability that two random variables are drawn from the same underlying distribution. It is more sensitive to the differences in the wings of the distribution, whereas the Kolmogorov–Smirnov (KS) test is mostly sensitive to its median. Both tests are non-parametric and distribution free. The AD test is more computationally expensive than the KS test.

with the *Kepler* targets and candidates host (*p*-values listed in [Table B.5](#)). We find that the distributions of stellar effective temperature and iron abundance between the target stars and candidate hosts (all KOIs) are different<sup>16</sup>. This is also the case between the giant-planet hosts and both the target stars and the candidate hosts. However, the distributions of [Fe/H] and  $T_{\text{eff}}$  are not significantly different between the false-positive hosts and the target stars. Those results are expected since the fraction of binaries is relatively constant in the regime of stars that we are most sensitive to ( $T_{\text{eff}}$  between 5000 K and 6500 K and [Fe/H] between  $-0.4$  dex and  $0.4$  dex; [Raghavan et al. 2010](#)).

By comparing the distributions of stellar properties for different samples of stars hosting either EGPs, false positives, candidates, or just field stars, we show that the presence of false positives has two main implications. First, the determination of the occurrence rate of EGPs as a function of the stellar properties based on the candidates list cannot be correct with  $\sim 55\%$  false positives. Then, one may overestimate the occurrence of small planets orbiting metal-rich stars, if a significant percentage of the false positives are made of EGPs transiting stellar companions to the target star (as claimed by [Fressin et al. 2013](#)). On the other hand, if small planets are mostly mimicked by EBs, their metallicity distribution might not be significantly different than the field stars. Therefore, determining the planet occurrence rate as a function of the stellar host properties, without screening out the false positives, should be done with caution, because it might lead to incorrect results.

## 5. Giant-planet occurrence rates

In this section, we analyse the secured and likely EGPs in our sample. The first information we can derive from this cleaned sample is the occurrence rate of EGPs.

### 5.1. The occurrence rate of giant planets within 400 days

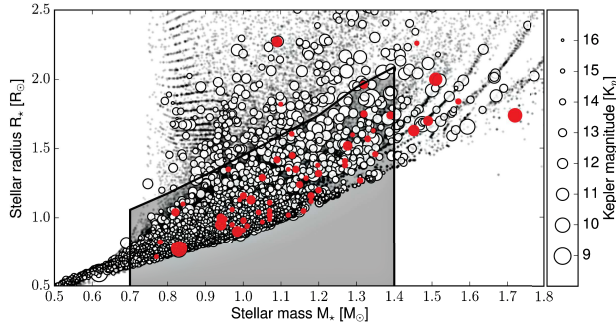
To measure the occurrence rate of planets, we need to determine: (1) a reference stellar sample; (2) the number of transiting planets in this reference stellar sample; and (3) the various corrections that should be applied, such as the number of non-transiting planets and the planets missed by incompleteness of the pipeline. We discuss these points below.

#### 5.1.1. The stellar reference sample

The *Kepler* prime mission focused on solar-like stars ([Huber et al. 2014](#)), so we defined our stellar reference sample to match the properties of such stars. Our transit-candidate selection is biased towards dwarf hosts and is quite insensitive to sub-giant and giant hosts around which Jovian planets have transit depth shallower than 0.4%. Thus, we need to determine how many FGK dwarfs *Kepler* observed.

In previous works that attempt to measure the occurrence rates of planets (e.g. [Howard et al. 2012](#); [Petigura et al. 2013](#)), the observed atmospheric parameters ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ) were used to select solar-like dwarfs, to fit the historical Morgan-Keenan classification of stars ([Morgan & Keenan 1973](#)). Using these selection criteria, it is however difficult to make the distinction between main-sequence and sub-giant stars in the regime of early G- and F-type stars. For example, a star with  $T_{\text{eff}} = 5000$  K and

<sup>16</sup> We consider all *p*-values below 1% as significantly different.



**Fig. 6.** Stellar mass-radius diagramme of the targets observed by *Kepler* during the quarters Q1–Q16 (black dots), the candidate hosts (white circles), and the bright giant-planet hosts (red circles). The data are from Huber et al. (2014) except for the giant-planet hosts, which are taken from Table B.7. The size of the mark for the two latter samples corresponds to the *Kepler* magnitude. The grey region displays the selected dwarfs. One secured EGP transits a star bigger than  $2.5 R_{\odot}$  (KOI-680) and is not represented here.

$\log g = 4.1 \text{ cm s}^{-2}$  (at solar metallicity) is a sub-giant, while another star with the same surface gravity but with a  $T_{\text{eff}}$  of 6500 K is still in the main sequence. Because of their large radius, planets transiting sub-giants and giant stars are more difficult to detect. Thus, a stellar reference sample composed by a substantial number of evolved stars might lead to underestimating the planet occurrence rates (unless this effect is taken into account). This problem does not occur for late G-, K-, and M-type stars because their lifetime in the main sequence is longer than the age of the universe. Since both the  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  vary during the evolution of stars in the main sequence and beyond, they are not the best parameters for selecting a stellar reference sample.

To determine our stellar reference sample, we chose the stellar mass and radius as selection parameters. The mass of stars does not change significantly during their evolution, except at very late stages. The mass is also the fundamental parameter used in planet-formation synthesis (e.g. Mordasini et al. 2009a), since it is expected to scale with the mass of the disk for the mass range considered here (Andrews et al. 2013). During the main sequence and sub-giant phases, the stellar radius increases in a strictly monotonic way. These reasons make the stellar mass and radius better parameters for selecting a stellar sample only composed of main-sequence stars. This requires defining the radius of stars at the end of their main-sequence life.

We used the latest version of the STAREVOL stellar evolution code (Charbonnel & Palacios 2004; Lagarde et al. 2012, Amard et al., in prep.), with the solar composition following Asplund et al. (2009). The metallicity is fixed to a solar value ( $Z = 0.0134$ ) and the mixing length parameter calibrated to a solar model taken as  $\alpha_{\text{MLT}} = 1.702$ . We determined the end of the main sequence as when the hydrogen abundance in the core is  $X(\text{H}) < 10^{-7}$ . The main parameters of solar-type stars at the end of the main sequence are listed in Table B.6. We adopted the stellar radius listed in this table as the maximum value for selecting dwarf stars. Figure 6 displays all the *Kepler* targets, candidate host, and the bright giant-planet hosts in the  $M_{\star} - R_{\star}$  space. The adopted maximum radius for the dwarf stars is also represented.

During the *Kepler* prime mission, a relatively small fraction of dwarf stars were observed with  $M_{\star} < 0.7 M_{\odot}$  (10.0%) and  $M_{\star} > 1.4 M_{\odot}$  (3.9%). By selecting only the dwarfs that have a magnitude  $K_p < 14.7$ , only 6.2% of them are smaller

than  $0.7 M_{\odot}$ , and 9.1% are more massive than  $1.4 M_{\odot}$ . By selecting the bright dwarfs in the range  $0.7\text{--}1.4 M_{\odot}$ , which corresponds to a spectral type F5–K5 (Cox 2000), we selected 84.8% of the observed bright dwarfs. Because a relatively small number of bright low-mass or massive dwarfs have been observed by *Kepler*, measuring the occurrence rate of EGPs around those stars will be strongly limited by the small size of the sample.

To determine our stellar reference sample, we selected the *Kepler* targets that have a magnitude  $K_p < 14.7$ , a mass in the range  $M_{\star} \in [0.7; 1.4] M_{\odot}$ , and a radius smaller than the ones listed in Table B.6. We used the stellar parameters of Huber et al. (2014) and found a total number of bright, solar-type dwarfs observed by *Kepler* of 58831. In spite of the large uncertainties on the stellar masses ( $\sim 20\%$ ) and radii ( $\sim 40\%$ ) in the Huber et al. catalogue, the total number of dwarfs is expected to be statistically accurate.

If we select the stellar reference sample based on  $T_{\text{eff}} \in [4410; 6650] \text{ K}$  and  $\log g \in [4.0; 4.9] \text{ cm s}^{-2}$ , we find a number of 59 873 bright dwarfs observed by *Kepler*<sup>17</sup>. Thus, selecting the stellar reference sample based on  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  or stellar mass and radius does not change our results significantly.

### 5.1.2. Sample of transiting planets

Once the reference sample has been well defined, we need to determine how many EGPs in total are transiting those stars. In our giant-planet candidate sample, there are 45 secured transiting planets and 18 candidates that could be either planets or false positives. Since we expected the majority of the latter to be planets, we consider them as “likely planets”. We report in Table B.7 the transit, planet, and stellar parameters of these 63 objects from the literature values. When planets have been analysed in different papers, we kept the most updated or complete analysis of the systems as adopted values. Similarly, we adopted the stellar parameters from Torres et al. (2012) or Santos et al. (2013), for example, when available, because those studies used higher-S/N data than in the discovery papers, leading to more reliable results. By default, when no detailed analysis of the photometric or spectroscopic data had been reported, we used the transit and planet parameters provided in NASA exoplanet archive<sup>18</sup> and the stellar parameters from Huber et al. (2014). The parameters in Table B.7 are thus heterogeneous.

### 5.1.3. Survey corrections

We identified six corrections that have to be accounted for to derive the occurrence rates of EGPs within 400 days based on our data. We call them  $C^T$ ,  $C^R$ ,  $C^L$ ,  $C^S$ ,  $C^D$ , and  $C^C$ . We describe and discuss them below.

- $C^T$ : correction for the geometric transit probability (the upper script  $T$  refers to transit probability). Following Howard et al. (2012), for each planet transiting a star of radius  $R_{\star}$  with a semi-major axis  $a$ , there are  $a/R_{\star}$  times more planets (both transiting and non-transiting). Therefore, we defined the correction for the transit probability as  $C^T = a/R_{\star}$ . This parameter is directly measured on the light curve and does not rely on the stellar parameters.
- $C^R$ : correction for the probability that the planet host belongs to the stellar reference sample or not (the upper script  $R$  refers to the reference sample). To estimate this correction,

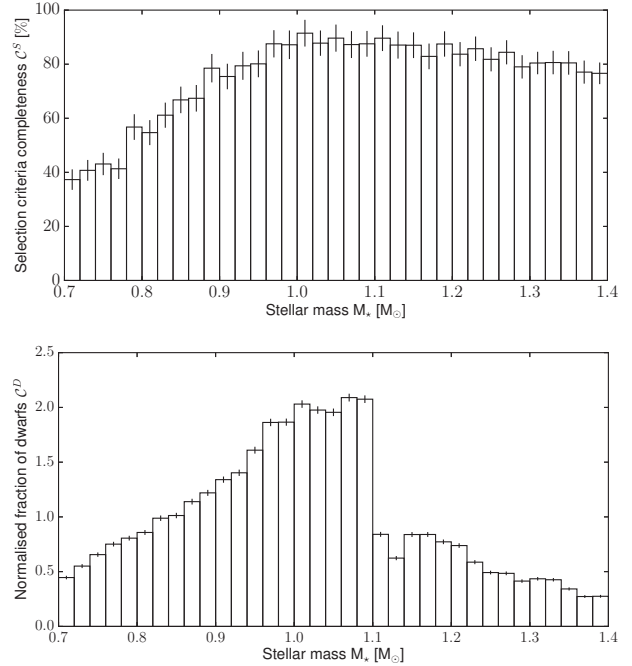
<sup>17</sup> This corresponds to F5–K5 dwarfs according to Cox (2000).

<sup>18</sup> <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>

we bootstrapped the planet-host mass and radius 1000 times within their uncertainty, assuming they follow a Gaussian distribution. Then, we applied our reference sample criteria, defined in Sect. 5.1.1, and determined  $C^R$  as the number of hosts that satisfy the reference sample criteria. The values of  $C^R$  range from 0% for evolved stars like KOI-680 (Almenara et al. 2015) to 100% for well-characterised solar-like dwarfs like KOI-1 (aka TrES-2; Huber et al. 2014).

- $C^L$ : correction for the likelihood of the object to be a planet or not. (The upper script  $L$  refers to planet likelihood.) The majority of the EGPs considered here have been established well using various techniques ( $C^L = 1$ ). For the candidates for which we detected no significant RV variation, we failed in ruling out all false-positive scenarios, as already discussed in Sects. 3.3.3 and 4. However, we estimated in Sect. 4 that about 75% of them should be planets, so  $C^L = 0.75$ .
- $C^S$ : correction to the selection criteria used to define the transiting EGP sample (the upper script  $S$  refers to the selection criteria). Depending on the stellar and planetary radii, the transit depth of EGPs might be lower than 0.4% or higher than 3%. These selection criteria were defined to include the majority of planets, but a few might have been missed, mostly grazing planets. To estimate this correction, we simulated  $10^5$  mock planetary systems. The stellar mass and radius were chosen uniformly within our definition of solar-type dwarfs (see Sect. 5.1.1)<sup>19</sup>. The orbital inclination was drawn from a sine distribution, which corresponds to a uniform distribution of both the inclination and longitude of ascending node. The period was fixed to ten days, which is close to the median of the giant-planet periods, and we considered circular orbits. Then, we assumed a radius distribution of EGPs that corresponds to the observed one (based on EGP radius listed in the NASA exoplanet archive). This radius distribution is an asymmetric Gaussian such as  $R_p = 1.19^{+0.18}_{-0.21} R_{\oplus}$ . We used the JKTEBOP code (Southworth 2008), assuming the limb darkening coefficients from Claret & Bloemen (2011) to simulate the transit light curve and determine the transit depth. Finally,  $C^S$  is defined as the percentage of planets with transit depth in the range [0.4%; 3%] over the total number of transiting planets. We determined this correction per bin on stellar mass that we displayed in Fig. 7. The mean value of  $C^S$  over all stellar masses is 77%, with values ranging from 37% for the lowest mass stars in our reference sample to 91% for Sun-like stars.
- $C^D$ : correction to the non-uniform distribution dwarf stars (the upper script  $D$  refers to dwarf distribution). We have more chances a priori of finding a transiting planet among the most abundant population of stars (i.e. stars with mass in the range 1–1.1  $M_{\odot}$ ). However, the distribution of giant-planet hosts might be (and actually is) different. To completely account for this effect, we would need to explore all the stellar parameters (at least the mass and [Fe/H]) simultaneously, but we do not have a stellar reference sample large enough for that. For a first-order correction, we only considered the distribution of stellar masses. We defined  $C^D$  as the normalised distribution of dwarf masses in the stellar reference sample. This distribution is displayed in Fig. 7, where the values of  $C^D$  range from 0.25 to 2.14.

<sup>19</sup> While the maximum stellar radius is defined based on the evolution tracks (see Table B.6), we determined the minimum stellar radius as the lower envelope of the *Kepler* targets.



**Fig. 7.** Correction factors to compensate for the candidates selection ( $C^S$  – upper panel) and the non-uniformity distribution of the dwarfs stars ( $C^D$  – lower panel).

- $C^C$ : correction to account for the detection pipeline completeness, i.e. the number of transiting planets missed by the detection pipeline. (The upper script  $C$  refers to the completeness.) This has been thoroughly studied in Christiansen et al. (2013, 2015). In particular, they find that the detection efficiency of EGPs transiting bright, solar-type dwarfs is better than 95% over orbital periods up to 400 days (Christiansen et al., priv. comm.) based on the Q1–Q17 data. Therefore, we assigned a value of  $C^C = 0.95$  for all EGPs in our sample.

The values of the all correction factors, except for  $C^C$  which is constant, are provided in Table B.8.

#### 5.1.4. The occurrence rates and their uncertainties

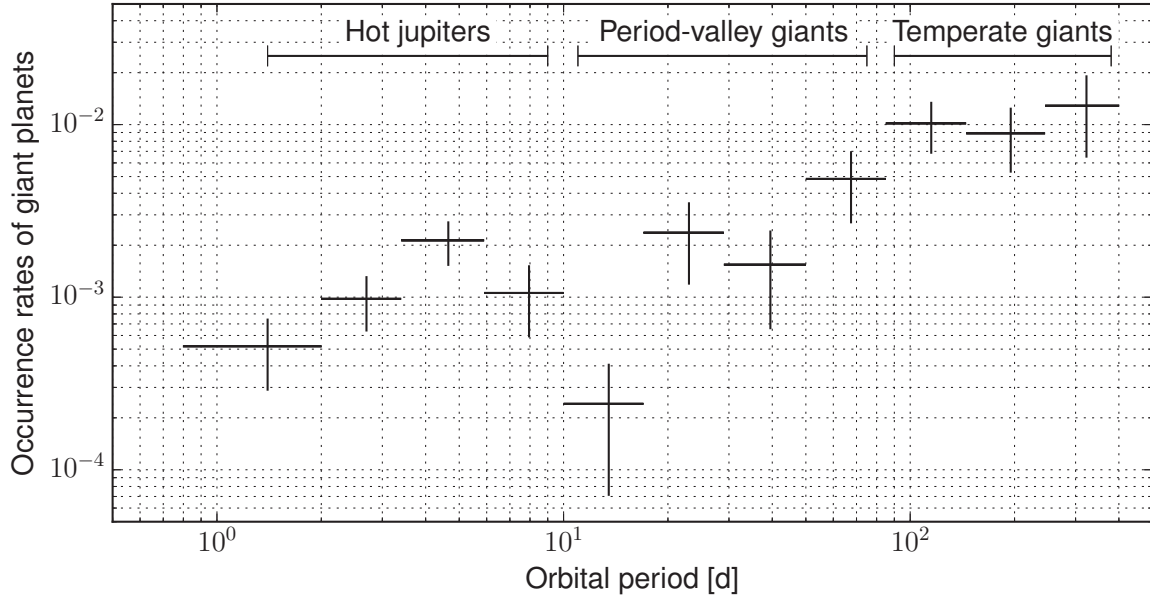
The occurrence rate is defined as the ratio between the number of transiting planets,  $n_t$ , corrected by the six aforementioned effects over the total number of dwarfs in the reference sample,  $N_{\star}$ :

$$O = \frac{1}{N_{\star}} \sum_{i=1}^{n_t} \frac{C_i^T C_i^R C_i^L}{C_i^S C_i^D C_i^C}. \quad (3)$$

The main uncertainty is based on the fact that we are dealing with relatively small number statistics. This occurrence rate is only based on 63 transiting planets (secured and likely). Thus, we consider that our uncertainty is dominated by a Poisson noise that scales with the number of detected transiting planets ( $n_t$ ), and we define the occurrence rate uncertainty,  $\sigma_O$ , as

$$\sigma_O = O \frac{\sqrt{n_t}}{n_t}. \quad (4)$$





**Fig. 8.** Occurrence rates of giant planets as a function of the orbital period. The horizontal bars indicate the range of periods used in a given bin.

Applying the last two equations in the entire sample, we find that the occurrence rate of EGPs within 400 days is  $4.6 \pm 0.6\%$ .

We computed the occurrence rates in different bins of orbital periods, as in Fressin et al. (2013). Tables B.6–B.8 provide all the values needed to derive the occurrence rates of EGPs in different ranges of orbital periods. Our derived values are displayed in Fig. 8 and listed in Table B.9. This shows that the overall occurrence rate of EGPs increases towards longer orbital periods. However, this increase is not monotonic. We can clearly see the pile-up of hot Jupiters at about five days followed by a sharp decrease in the occurrence rate for planets with orbital periods in the range of 10–17 days. The occurrence rate in this period range is one order of magnitude lower than the one at 5 days. Then, the occurrence rate increases up to about 85 days before reaching a plateau up to 400 days.

These variations in the occurrence rate highlight the underlying populations of hot Jupiters, period-valley giants, and temperate giants that were already pointed out by RV surveys more than a decade ago by Udry et al. (2003), among others. These populations of giant planets, especially the pile-up of hot Jupiters, were however not confirmed by previous analyses of the *Kepler* detections (Howard et al. 2012; Fressin et al. 2013). The reason for that is the presence of false positives that have a different period distribution and dilute the underlying distribution of planets.

## 5.2. Comparison with other yields

We now compare our results with the two major estimates of the giant-planet occurrence rates: the one of Fressin et al. (2013) that is also based on *Kepler* photometry (using only the Q1–Q6 results), and the one of Mayor et al. (2016) that is based on HARPS and CORALIE RV. All analyses were performed on similar stellar populations (FGK dwarfs) located in different regions: a few hundred parsec above the galactic plane for the *Kepler* field of view (FOV) and in the solar neighbourhood for HARPS and CORALIE. However, the selection of the EGPs is slightly different between the analyses: while we selected EGPs based on

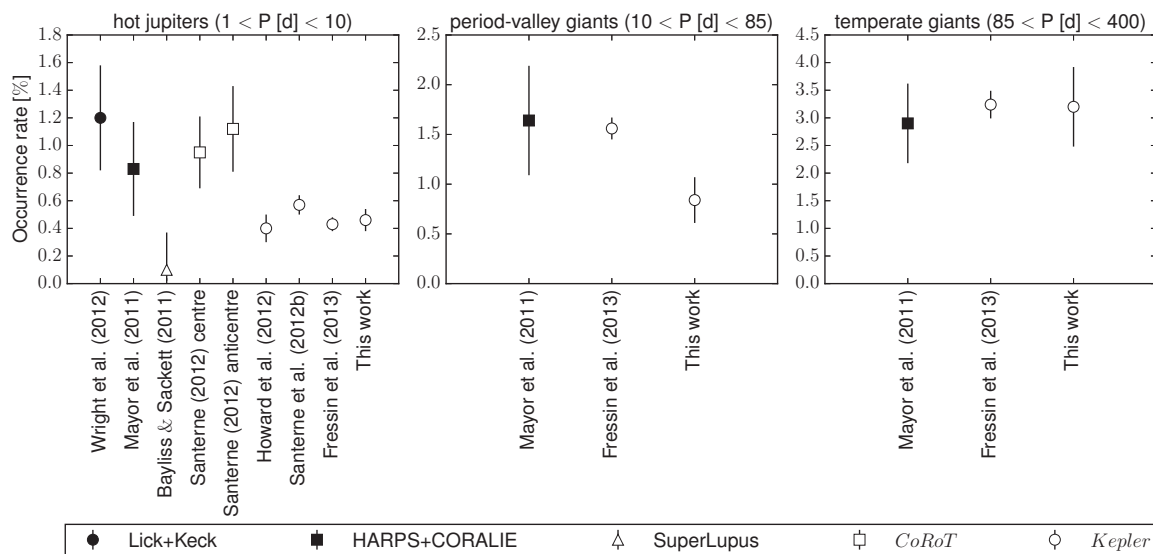
their deep transit, Fressin et al. (2013) selected all planets with an expected radius in the range  $6\text{--}22 R_{\oplus}$ , and Mayor et al. (2016) considered the limit for the runaway accretion of  $50 M_{\oplus}$  to select EGPs. These differences in the definition of what is an EGP is clearly a limitation for this comparison, so it should be interpreted with caution.

To compare our results with the ones of Mayor et al. (2016), we re-computed the occurrence rates of EGPs in their period ranges and masses above  $50 M_{\oplus}$ . We used their detection limits to correct for the missing planets and derive the occurrence rates. We assumed an uncertainty that follows a Poisson noise on the number of detected planets, as in Eq. (4). Our determination of the Mayor et al. (2016) occurrence rates for the different ranges of periods is reported in Table B.9. We also report the values from Fressin et al. (2013) there. In this table, we report both the values in each bin of periods and the cumulative values.

We find no significant difference (within less than  $1\sigma$ ) between our estimation of the EGP occurrence rates and the one using the Mayor et al. data in all the bins. The values of the occurrence rate integrated within 400 days are also compatible between the three analyses.

To compare the results between the three studies further, we computed the occurrence rates for each population of EGPs: the hot Jupiters with orbital periods of less than ten days, the period-valley giants with orbital periods between 10 and 85 days, and finally the temperate giants with orbital periods between 85 and 400 days. We also compared the values found in the literature for the occurrence rate of hot Jupiters. All these values are listed in Table B.9 and plotted in Fig. 9.

The four occurrence rates of hot Jupiters based on the *Kepler* data (i.e. Howard et al. 2012; Santerne et al. 2012b; Fressin et al. 2013, and this work) are fully compatible, in spite of differences in the candidate or planet selections, and in the stellar reference sample. The reported values are in the range 0.4–0.5% for FGK dwarfs. However, this value seems to be systematically different from the values measured independently by RV in the California Planet Survey (Wright et al. 2012) and the Swiss-led



**Fig. 9.** Comparison of the occurrence rates of the three populations of giant planets. The black marks represent values based on RV surveys and the white ones are from photometric surveys.

planet survey (Mayor et al. 2016). The latter values are also fully compatible with the estimates from the CoRoT space mission, in both galactic directions (towards the centre and anti-centre of the galaxy, Santerne 2012; Moutou et al. 2013b). In spite of their large uncertainties, these four estimates reported an occurrence rate of  $\sim 1\%$ , hence about twice more hot Jupiters than in the *Kepler* field (see Fig. 9). Bayliss & Sackett (2011) report a hot-Jupiter occurrence rate as low as  $0.10_{-0.08}^{+0.27}\%$  from the ground-based SuperLupus survey. This is, however, based on very small statistics, since only one hot Jupiter has been established in this survey with two other candidates. Therefore, this result is difficult to interpret and to compare with other transit surveys, which detected several tens of planets.

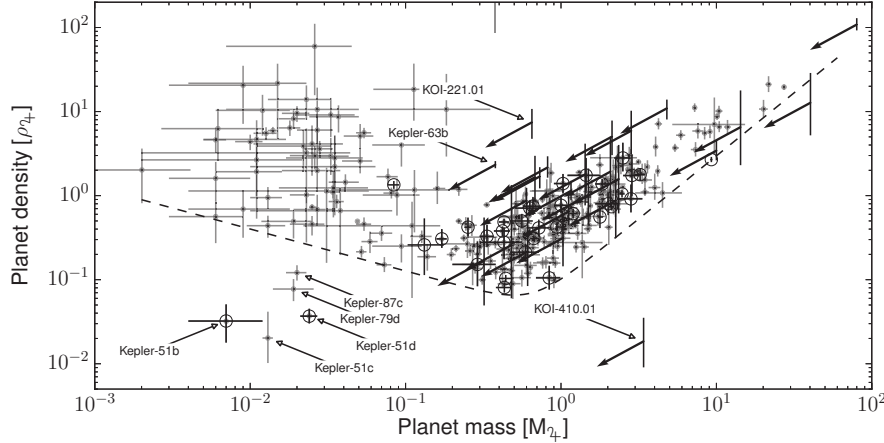
This difference, if real, might be explained by various effects. First, it might be an overestimation of the *Kepler* pipeline completeness. This is quite unlikely since hot Jupiters present high-S/N transits so are easily detected. Even though they would have been missed by the *Kepler* detection pipeline, they would have been found by the Planet Hunters community (Fischer et al. 2012). Then, it might be an overestimation of the numbers of dwarfs in the reference sample. If the  $\log g$  of the *Kepler* targets are systematically overestimated, there would be a large number of giant and subgiant stars in our reference sample. As discussed in Sect. 3.2.2, we have no evidence for this systematic bias in the  $\log g$ . Finally, the discrepancy with RV results could come from an overestimation of the hot Jupiter population in RV surveys, due to the minimum mass parameter rather than the true mass. Some low-mass stars with low inclination (as in Díaz et al. 2012; Wright et al. 2013) could contaminate the sample. This is, however, quite unlikely since they would produce line-profile variations (Santerne et al. 2015) that were monitored by Mayor et al. (2016). If this difference between the occurrence rates of hot Jupiters found by *Kepler* and other instruments is real, it should have a physical origin. The metallicity of the host star is well known for driving the formation rate of EGPs (e.g. Santos et al. 2001). Therefore, if the different stellar populations probed by these surveys have significantly different metallicities, it should have an impact on the number of EGPs found. The median metallicity of dwarfs in the solar neighbourhood has been

found to be of about  $-0.08$  dex (Sousa et al. 2008) and  $\sim 0$  dex for both CoRoT pointing directions (Gazzano et al. 2010; Cortés et al. 2015). The median metallicity of the *Kepler* dwarfs in our reference sample is  $-0.18$  dex using the values from Huber et al. (2014) or  $-0.03$  dex from LAMOST (Dong et al. 2014). The difference in metallicity is about  $0.15$ – $0.2$  dex between the *Kepler* dwarfs (using the metallicities from Huber et al. 2014), and the ones from the solar neighbourhood and the CoRoT fields could well explain a factor of two in the occurrence rates of EGPs, as predicted by Fischer & Valenti (2005), among others.

Recently, Wang et al. (2015) have suggested that the difference of hot Jupiters between the solar neighbourhood and the *Kepler* FOV might be explained by the difference in stellar multiplicity rate, hence affecting their formation rate. To test that, we can use the percentage of detached EBs as a proxy of the stellar multiplicity rate. Using the results of Raghavan et al. (2010), Santerne et al. (2013a) estimated a fraction of EBs with transit depth deeper than 3% in the solar neighbourhood to be  $0.53 \pm 0.14\%$ . In the *Kepler* FOV, it has been estimated to be  $0.79 \pm 0.02\%$  using the second version of the *Kepler* EB catalogue (Slawson et al. 2011). In the CoRoT fields, the value is  $0.94 \pm 0.02\%$  (Deleuil et al., in prep.). Therefore, if the stellar multiplicity rate was the reason for the difference in the occurrence rate of hot Jupiters, there should be even fewer of those planets in the CoRoT fields, which seems excluded. If the multiplicity affects the formation rate of EGPs, it is probably a second-order effect compared with the stellar metallicity.

The occurrence rates of period-valley giants also show about a factor of two between our value and the ones of Mayor et al. (2016) and Fressin et al. (2013). With only one independent estimation of the occurrence rate outside the *Kepler* FOV, this difference might be only the results of small number statistics and thus is not significant.

In the population of the temperate EGPs, the three values are fully compatible. The occurrence rate in the *Kepler* FOV is not lower by a factor of two compared with the solar neighbourhood. However, this population of transiting planets is the most difficult one to establish by RV, since the expected amplitudes are lower than for shorter period planets. As a result, only half of



**Fig. 10.** Hatzes & Rauer (2016) diagram of exoplanets, showing the bulk density as function of their mass. The open circles are the giant planets defined in our sample and the dots are other planets. We kept as planets only those with a density characterised at a level better than  $1\sigma$ . The arrows represent the candidates in our sample for which it was only possible to derive an upper limit on their mass (see Table B.4). The vertical bars attached to the arrow are the uncertainties on the densities imposed by the uncertainties on the radii. The dashed line represents the empirical lower envelope density for giant and low-mass planets (see Eq. (5)).

the *Kepler* objects used to compute the occurrence rate in this period range are well established<sup>20</sup>.

### 5.3. Occurrence rate of brown dwarfs in the brown-dwarf desert

We identified three transiting candidates that have a mass in the brown dwarf regime. These objects have orbital periods of less than 400 days and thus are rare members of the so-called brown-dwarf desert (Armitage & Bonnell 2002). The orbital periods probed by *Kepler* and our observations correspond to the “driest region” of this desert (Ma & Ge 2014; Ranc et al. 2015). In spite of their very low number, we can derive a first measurement of their occurrence rate. We followed the same procedure as for EGPs, with the same stellar reference sample (see Sect. 5.1.1). We list the adopted parameters of these brown dwarfs in Table B.10 and in Table B.11 their occurrence correction factors, similar to the ones described in Sect. 5.1.3. We derived an overall occurrence rate of brown dwarfs within 400 days of orbital period to be as low as  $0.29 \pm 0.17\%$ <sup>21</sup>. Therefore brown dwarfs are about 15 times less common than EGPs in the considered range of periods.

This value is fully compatible with the one derived by Csizmadia et al. (2015) based on the CoRoT data. The brown dwarfs detected by CoRoT, however, have orbital periods shorter than ten days, while in our sample, they have periods between 10 and 170 days. This difference is most likely due to small number statistics.

## 6. The physical properties of giant planets and their hosts

In this section we analyse the physical properties of the 63 EGPs (secured and likely) in more detail in our sample and discuss them in the context of the other planets characterised so far, using the physical properties listed in Table B.7.

<sup>20</sup> For comparison, more than 80% of the objects are secured in the population of hot Jupiters.

<sup>21</sup> Since no brown dwarfs were found with orbital period longer than 200 days, the same value could be found for brown dwarfs within 200 days of orbital period

### 6.1. Mass and density of giant planets

Our spectroscopic survey of *Kepler* giant-planet candidates provides mass constraints for 40 giant exoplanets (15 well characterised and 25 upper limits). The 23 remaining planets were characterised by other means (e.g. other spectroscopic facilities or TTVs analysis) published in the literature. Combined with the radius measured by *Kepler*, this allows us to derive the bulk density of these exoplanets. We display their bulk density as a function of their mass in Fig. 10, as in Hatzes & Rauer (2016).

As expected, the large majority of the EGPs in our sample follow the same trend as pointed out in Hatzes & Rauer (2016): the bulk density of EGPs strongly correlate with their mass. This is a direct consequence of the fact that the radius of EGPs and brown dwarfs is nearly constant (within  $\sim 30\%$ ) over two decades in mass, provided they are mostly made of hydrogen and helium (Guillot 2005).

However, three objects that we considered as EGPs in our sample are clearly outliers in this diagram. We annotate their name in Fig. 10. First, there is the case of KOI-410.01 which has a radius (according to Rowe & Thompson 2015) of  $4.9 R_{\text{J}}$  for a mass upper limit of  $3.4 M_{\text{J}}$  (Bouchy et al. 2011). This gives this candidate an extremely low density of less than  $0.02 \text{ g cm}^{-3}$ . Therefore, KOI-410.01 is either a unique case of extreme inflation for a hot Jupiter, or most likely it is not a planet but a CEB. Kepler-63 b (Sanchis-Ojeda et al. 2013) and KOI-221.01 (this work) are well above the giant-planet branch. These two objects are most likely low-mass planets contaminating our giant-planet sample. These three outliers with no mass determination are probably not EGPs and will not be considered in the rest of the discussion.

Using all the planets that have so far been characterised well, we find an empirical lower envelope from the density-mass diagram of planets (see Fig. 10). This lower envelope has the functional form of

$$\rho_{\text{lower}} [\rho_{\text{J}}] = \sqrt{\left(\frac{M_{\text{p}}^{1.5}}{2.2^3}\right)^2 + \left(\frac{0.04}{M_{\text{p}}^{0.5}}\right)^2}, \quad (5)$$

with  $M_{\text{p}}$  the planet mass expressed in  $M_{\text{J}}$ . This form was defined using all exoplanets with a mass constrained at better than  $1\sigma$ . Considering only those constrained at better than  $3\sigma$  does not change the form of this lower envelope.

Assuming this lower density envelope for exoplanets, we find that Kepler-63 b and KOI-221.01 have lower limits in mass

of  $0.035 M_{\text{J}} (11 M_{\oplus})$  and  $0.019 M_{\text{J}} (6.2 M_{\oplus})$ , respectively. For a given mass, we expect to find objects close to this limit that have the largest amount of hydrogen and helium (i.e. lowest fraction of heavy elements), highest irradiation level, and youngest age of the sample (see Guillot 2005). Evaporation also plays a role and could explain the functional form of Eq. (10), at least in the low-mass domain (see Lopez et al. 2012; Owen & Wu 2013).

Applying the same lower density envelope to all the EGPs in our sample for which we only have an upper-limit constraint, we can estimate their minimum mass and thus their minimum RV amplitude. This can be used then to determine the precision needed by future follow-up observations to characterise these objects. We list in Table B.12 the minimum mass we find for these candidates and planets along with their minimum RV amplitude assuming a circular orbit.

Finally, from the population of giant and low-mass planets in this  $M - \rho$  diagram, five objects do not seem to follow the global trend: Kepler-51 b, c, d (Masuda 2014), Kepler-79 d (Jontof-Hutter et al. 2014), and Kepler-87 c (Ofir et al. 2014). These planets are very low-mass low-density planets. No modelling of their internal structure has been reported in the literature so far. We believe that determining the internal structure of such low-density planets might be challenging for current models, but this would allow us to better understand the nature of these particular objects. We note, however, that these five planets have been characterised thanks to TTV analyses, which might be biased in the presence of an unseen (i.e. non-transiting) companion or in the presence of stellar activity (Oshagh et al. 2013; Barros et al. 2013). Some cases of TTV-mass determination were revealed to be systematically lower than RV mass determination as pointed out by Weiss & Marcy (2014). To date, very few objects have been characterised independently by both techniques (Weiss et al. 2013; Barros et al. 2014; Bruno et al. 2015). A RV follow-up of these very low-mass low-density planets might reveal a completely different nature for these objects.

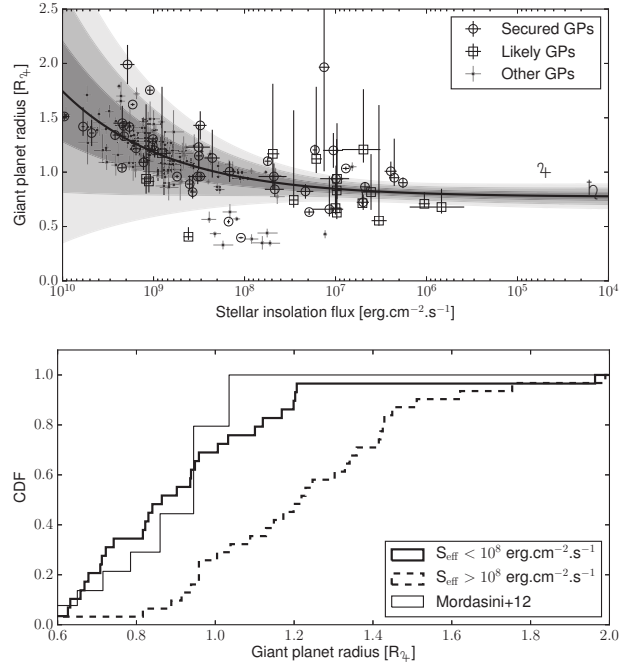
## 6.2. Radius vs. irradiation

The radii of EGPs largely depends on the irradiation level that they receive, which regulates the rate at which they cool down and contract (Guillot et al. 1996). This is controlled both by their atmosphere and interior radiative zone, with a higher irradiation implying a warmer atmosphere and a slower contraction. However, some EGPs, like KOI-680 (Almenara et al. 2015), exhibit a radius that cannot be explained by conventional models, up to about  $2 R_{\text{J}}$ . The reason for this inflation of EGPs is not yet completely understood. Different physical processes have been proposed, such as mechanisms driven by stellar flux heating, tidal heating, or Ohmic dissipation (see Baraffe et al. 2014, for a review). To identify the inflation mechanism, but also to further understand how the atmosphere controls the contraction, we need to characterise EGPs over a wide range of physical properties. By exploring a sample of giant transiting exoplanets up to orbital periods of 400 days, we probed planets receiving a wide range of stellar insolation flux. This insolation flux is defined as

$$S_{\text{eff}} = \sigma_{\text{sb}} a^{-2} T_{\text{eff}}^4 R_{\star}^2, \quad (6)$$

with  $\sigma_{\text{sb}} = 5.6704 \times 10^{-5}$  the Stefan–Boltzmann constant,  $a$  the semi-major axis of the planet, and  $T_{\text{eff}}$  and  $R_{\star}$ , the effective temperature and radius of the host star.

We display in Fig. 11 the measured radius of EGPs from our sample as a function of the stellar insolation flux they received. In this figure, we make the distinction between the secured and



**Fig. 11.** Top panel: radius of giant planets as a function of their stellar insolation flux  $S_{\text{eff}}$ . The open circles indicate the secured planets, the open squares the likely ones, and the dots the non-*Kepler* objects. The solid line represents the best model of Eq. (7) and the grey regions represent the 1, 2, 3 $\sigma$  (from dark to light grey) confidence interval for this best model, as described by the covariance matrix provided in Eq. (8). Bottom panel: normalised cumulative distribution (CDF) of the radius of giant planets listed in Table B.7 for objects receiving more (dashed thick line) or less (solid thick line) insolation flux than  $10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The prediction from Mordasini et al. (2012b) is shown for comparison (age of 5 Gyr – solid thin line). This prediction is for planet with orbit  $>0.1 \text{ au}$ , which correspond to  $1.4 \times 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for a Sun-like star.

likely exoplanets and show the other EGPs<sup>22</sup> detected and characterised by ground-based observatories such as Super-WASP (Pollacco et al. 2006) and HAT (Bakos et al. 2004), and from the CoRoT space telescope (Baglin et al. 2006).

First, we can see that thanks to  $\sim 4.5$  years of observation, *Kepler* was able to explore EGPs that receive about 100 times less flux from their stars than the ones found by ground-based observatories, hence paving the way between hot Jupiters and the solar system giants. The least irradiated object in our sample is KOI-1411.01 (likely a planet) with an insolation of  $S_{\text{eff}} \approx 6.8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . This is only 13 times more than received by Jupiter. Among the non-*Kepler* detections, only CoRoT-9 b (Deeg et al. 2010) is an EGP with an insolation below  $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Then, as already pointed out by Demory & Seager (2011), there is a clear lack of inflated EGPs receiving a moderate irradiation (see Fig. 11). Only KOI-3681.01 shows a radius of about  $2 R_{\text{J}}$  for an insolation of  $\sim 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , but it does have a large uncertainty. However, our preliminary results show that the stellar host is not a F-IV star as reported by Huber et al. (2014) but a dwarf with a radius of about half the value reported in Table B.7. Thus this planet is much smaller and less

<sup>22</sup> We selected as EGPs all objects listed in NASA exoplanet archive with a radius larger than  $0.3 R_{\text{J}}$ .



irradiated than it appears here. All planets with an insolation of  $S_{\text{eff}} < 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  have a radius smaller than  $\sim 1.2 R_{\text{J}}$  (see Fig. 11). A few objects show a radius of  $\sim 0.5 R_{\text{J}}$  for an insolation of  $S_{\text{eff}} \approx 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , but they likely have a different composition than H–He gas giants.

In Fig. 11 (lower panel), we display the cumulative histograms of the EGP radius (both likely and secured planets) for the ones receiving more or less insolation than  $10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The Anderson-Darling test gives a  $p$  value at the level of  $2 \times 10^{-4}$ , which shows they have the same distribution. This clearly shows that the atmosphere of EGPs receiving a high insolation are dominated by different physical processes than the low-insolation ones.

Fitting all the planets displayed in Fig. 11, we find that the distribution of EGP radius might be modelled as a function of the insolation flux with the following relation:

$$R_{\text{p}} = a_{\text{s}} \times (S_{\text{eff}})^{b_{\text{s}}} + c_{\text{s}}, \quad (7)$$

with  $a_{\text{s}} = 1.895 \times 10^{-4}$ ,  $b_{\text{s}} = 0.371$ ,  $c_{\text{s}} = 0.772$ , and the following covariance matrix, derived by bootstrapping the planets  $10^5$  times<sup>23</sup>:

$$\text{cov}(a_{\text{s}}, b_{\text{s}}, c_{\text{s}}) = \begin{vmatrix} 3.59 \times 10^{-8} & -5.46 \times 10^{-6} & -6.31 \times 10^{-6} \\ -5.46 \times 10^{-6} & 1.08 \times 10^{-3} & 1.14 \times 10^{-3} \\ -6.31 \times 10^{-6} & 1.14 \times 10^{-3} & 1.67 \times 10^{-3} \end{vmatrix}. \quad (8)$$

This shows that EGPs in the *Kepler* field with moderate and low irradiation ( $S_{\text{eff}} < 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) tend to have a radius of  $c_{\text{s}} = 0.77 \pm 0.04 R_{\text{J}}$ . This value is lower than the one predicted by Mordasini et al. (2012b) of  $\sim 1 R_{\text{J}}$ . By computing the Anderson-Darling test between the two distributions<sup>24</sup>, we find a  $p$ -value that they are similar at the level of  $5 \times 10^{-3}$ . This means the two distributions are significantly different. The main difference resides in the fact that Mordasini et al. (2012b) predicted a pile-up of EGPs at about  $1 R_{\text{J}}$ , while the observed distribution is nearly uniform between  $0.6 R_{\text{J}}$  and  $1.2 R_{\text{J}}$ . However, the radius uncertainty is relatively high and might explain this discrepancy.

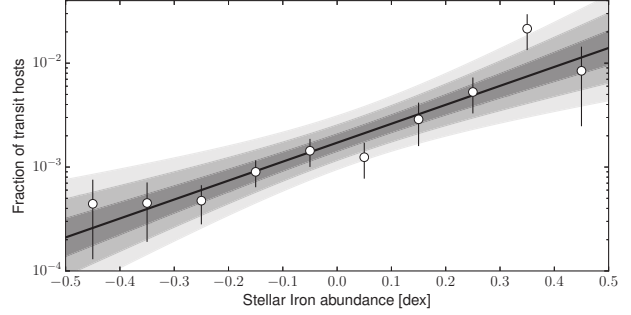
One might argue that our selection criteria might have biased this value, but given the absence of inflated planets in the regime of moderate irradiation, we might only have missed EGPs with transit depths shallower than 0.4%. If they exist, they would be even smaller than our selected ones, hence increasing the discrepancy. The choice of the functional form might also bias this value. Computing the median radius for planets with  $S_{\text{eff}} < 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , we find a value of  $0.865 \pm 0.05 R_{\text{J}}$  (see Fig. 11), which is still compatible with  $c_{\text{s}}$ . This would indicate that the mean radius of EGPs receiving a moderate or low irradiation is smaller than the one predicted in Mordasini et al. (2012b). The precise characterisation and modelling of these objects (as done in e.g. Havel et al. 2011) receiving a low irradiation should allow us to better understand the physics of the atmosphere of EGPs and provide new insight into planet formation.

### 6.3. Planet-host properties

One of the main ingredients of EGP formation is the metallicity of the disk (e.g. Mordasini et al. 2012a; Nayakshin 2015b).

<sup>23</sup> Both Jupiter and Saturn were also included in the fit. They do not change significantly the results.

<sup>24</sup> This was done by drawing a statistically large number (in this case  $10^5$ ) of planets from the interpolated distribution of Mordasini et al. (2012b) at 5 Gyr.



**Fig. 12.** Fraction of dwarf stars transited by a giant planet as a function of the stellar iron abundance. The solid line is the best model found and the grey regions represent the 1, 2, and  $3\sigma$  confidence intervals (from dark to light grey).

The correlation between the fraction of giant-planet hosts and their metallicity was revealed early in the solar neighbourhood (Santos et al. 2001) and revised as the number of detections increased (Fischer & Valenti 2005; Johnson et al. 2010; Sousa et al. 2011; Mortier et al. 2013). Using our sample of secured giant transiting exoplanets, we might test this correlation in the *Kepler* FOV.

For homogeneity, we used only the metallicity reported for all the *Kepler* targets by Huber et al. (2014) for both exoplanet hosts and field stars, selecting only the dwarf stars that respect the criteria defined in Sect. 5.1.1. We then computed the number of transiting giant-planet hosts as a function of iron abundance (Fig. 12). The planet-metallicity correlation is clearly visible in the *Kepler* giant-planet sample. We fitted this correlation with a power law of the form

$$\log_{10}(f([\text{Fe}/\text{H}])) = a_{\text{F}} \times [\text{Fe}/\text{H}] + b_{\text{F}}, \quad (9)$$

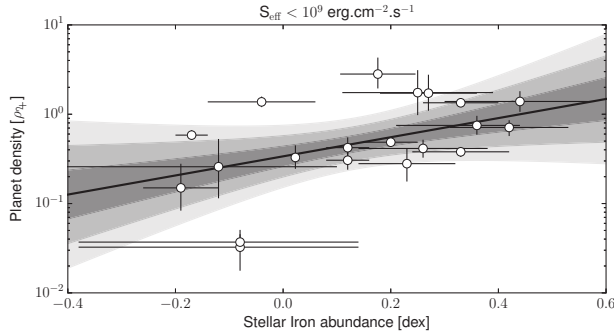
with  $a_{\text{F}} = 1.82$ ,  $b_{\text{F}} = -2.77$ , and the following covariance matrix, obtained by bootstrapping 1000 times the values within their uncertainties:

$$\text{cov}(a_{\text{F}}, b_{\text{F}}) = \begin{vmatrix} 0.097 & -0.003 \\ -0.003 & 0.007 \end{vmatrix}. \quad (10)$$

Our value of  $a_{\text{F}}$  is fully compatible with all the values reported for the solar neighbourhood in the aforementioned papers. Since we are using transit hosts here, the value of  $b_{\text{F}}$  cannot be compared directly with RV results. Indeed, our value of  $b_{\text{F}}$  integrates the transit probability over the entire sample.

We also explored the correlation between the occurrence of planets and the mass of the host. This correlation is well established in RV detections, but we failed to confirm it. Assuming a correlation with a functional form of  $f(M_{\star}) = a_{\text{M}} M_{\star}^{b_{\text{M}}}$  (as in, e.g. Johnson et al. 2010; Mortier et al. 2013), we find that  $b_{\text{M}} = 1.9 \pm 1.3$ . We are limited here by a lack of precision and too small a sample.

Finally, we searched for a possible correlation between the density of EGPs and their host star metal content, and did so directly from the observational data and independently of any model. A correlation between the core mass and the stellar metallicity has been proposed earlier on the basis of a comparison between theoretical interior models and observations of transiting planets (Guillot et al. 2006; Burrows et al. 2007; Miller & Fortney 2011; Moutou et al. 2013b). Except for highly irradiated planets, the bulk density of the planet might be used as a



**Fig. 13.** Correlation between the bulk density of giant planets receiving a moderate irradiation as a function of the iron abundance of their host star. The solid line is the best model found, and the grey regions represent the 1, 2, and 3 $\sigma$  confidence intervals (from dark to light grey).

proxy for their core mass (for the same age, a planet with a massive core will have a higher density than a planet with no core). We thus selected the objects in our giant-planet sample with a stellar insolation of  $S_{\text{eff}} < 10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Fig. 13)<sup>25</sup>.

We fitted this correlation with a model of the form

$$\log_{10} \rho_p = a_\rho \times [\text{Fe}/\text{H}] + b_\rho, \quad (11)$$

with  $\rho_p$  the density of the planet expressed in Jupiter unit,  $a_\rho = 1.07$ ,  $b_\rho = -0.47$ , and the following covariance matrix, obtained by bootstrapping 1000 times the values within their uncertainties:

$$\text{cov}(a_\rho, b_\rho) = \begin{vmatrix} 0.24 & -0.03 \\ -0.03 & 0.01 \end{vmatrix}. \quad (12)$$

This corresponds only to a hint of correlation at the 2.2 $\sigma$  level. If we removed the two low-mass EGPs in the Kepler-51 system (see Sect. 6.1), this significance drops to 1.3 $\sigma$ . To confirm this possible correlation, it is important to characterise more EGPs in this regime of low irradiation.

## 7. Summary and conclusion

In this paper, we studied the physical properties of giant exoplanets orbiting within 400 days of period. For that, we used the latest catalogue of *Kepler* transit candidates (Coughlin et al. 2015) in which we defined sample of EGP candidates (see Sect. 2) as the 129 candidates having a transit depth between 0.4% and 3%, a period up to 400 days, and a host star brighter than  $K_p = 14.7$ . These 129 objects orbit 125 different stars. We performed an extensive RV follow-up of these candidates using the SOPHIE spectrograph on the 1.93-m telescope of the Observatoire de Haute-Provence during six observing seasons. This allowed us to unveil the nature of the candidates, and we found that 45 bona fide planets (30 already known and 15 new ones characterised by our team), 3 sub-stellar companions that are likely brown dwarfs, 63 multiple stellar systems (SB1, SB2, and SB3), out of which 48 are eclipsing binaries, and 15 are more complex stellar systems. Finally, for 18 objects, we rejected that they are grazing EBs or brown dwarfs, but we could not establish

<sup>25</sup> If we limit to  $S_{\text{eff}} < 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , we do not have enough well-characterised planets to search for a correlation. None of the planets in our sample with  $S_{\text{eff}} < 10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  exhibits a radius larger than  $\sim 1.2 R_{\text{J}}$ . Thus we can consider that this sub-sample of planets is not significantly inflated.

their planetary nature. For these, we were able to put an upper limit on their mass.

We then derived a false-positive rate of  $54.6 \pm 6.5\%$  for the EGPs, with a value ranging from  $51.2 \pm 6.3\%$  to  $65.1 \pm 7.1\%$  depending on the true nature of the unsolved cases (see Sect. 4). This value is significantly higher than all the previously derived values (Morton & Johnson 2011; Santerne et al. 2012b; Fressin et al. 2013). We argued that this higher rate of false positives could have a significant and non-uniform impact on the various planet populations derived by Fressin et al. (2013). We also showed that the absolute number of false positives is expected to increase towards candidates with a smaller radius.

In Sect. 4.4, we compared the properties of the false-positive, giant-planet candidate hosts with the ones of the target stars. We found no statistical difference between the metallicity distribution of false-positive, candidate hosts and the target stars, while there is a difference between giant-planet host properties and other categories. This implies that either the number of candidate host (in which a majority of candidates are smaller than Neptune) does not depend on metallicity or – more speculatively – there is a substantial fraction of false positives among the catalogue of planet candidates. Therefore, the nature of the candidates should be carefully scrutinised before inferring exoplanet properties, which can then be used to constrain planet formation models.

Thanks to our spectroscopic survey of the giant-planet candidates detected by *Kepler*, we cleaned this sample of false positives. This allowed us to derive an occurrence rate of EGPs orbiting F5–K5 dwarfs within 400-day periods of  $4.6 \pm 0.6\%$ . By computing this occurrence rate as a function of orbital periods, we recovered the three populations of giant planets already identified by RV surveys in the solar neighbourhood (e.g. Udry et al. 2003): the hot Jupiters orbiting with periods of up to ten days, the period-valley giants with periods between 10 and  $\sim 85$  days, and the population of temperate giants with periods longer than  $\sim 100$  days. We note that these populations of giant planets, in particular the pile-up of hot Jupiters, were not recovered in previous studies of the *Kepler* candidates (Howard et al. 2012; Fressin et al. 2013). This was only possible because we rejected more than half of the candidates from our sample as false positives, which have a different period distribution.

The occurrence rate of hot Jupiters in the *Kepler* field seems systematically lower by a factor of  $\sim 2$  compared with other surveys. Even if this difference is not statistically significant, it could result from the EGP-host metallicity correlation (e.g. Santos et al. 2001; Fischer & Valenti 2005). This lower occurrence rate of hot Jupiters compared with the HARPS and CORALIE RV surveys (Mayor et al. 2016), for example, has no counterparts for EGPs with orbital periods longer than  $\sim 85$  days. The reasons for these differences, if real, might be caused by the mechanisms that only form hot Jupiters.

In Sect. 5.3, we provided an estimate of the formation rate of brown dwarfs in the brown-dwarf desert, at the level of  $0.29 \pm 0.17\%$  for orbital periods of less than 400 days. Finally, in Sect. 6, we studied the physical properties of the EGPs in our sample and the ones of their host stars. We find that EGPs receiving an insolation lower than  $S_{\text{eff}} < 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  are not inflated and exhibit a median radius of  $\sim 0.8 R_{\text{J}}$ . This confirms the results of Demory & Seager (2011), with more objects receiving a moderate irradiation, and they were all filtered out by spectroscopic means. Interestingly, we find that the radius distribution of EGPs with a moderate irradiation is significantly different from the one predicted by Mordasini et al. (2012b). These planets are found to be, on average, smaller than



predicted. The detailed characterisation of the internal structure of these moderate-irradiation planets should provide new constraints on planet formation and evolution theories. In particular, we find a hint of a correlation between the bulk density of these planets and the metallicity of the host stars. This correlation needs, however, to be confirmed with more planets in this regime. We also confirm that the EGP-host metallicity correlation previously found by RV surveys (e.g. Sousa et al. 2011; Johnson et al. 2012; Mortier et al. 2013) holds for the transit exoplanet population in the *Kepler* field. This suggests that similar formation processes are at work in both fields, at least for EGPs.

To probe any relation between the occurrence of EGPs and the properties of the stellar field, it is mandatory to explore more stellar populations. Measuring the abundance of the  $\alpha$  elements of the hosts could also provide information about the galactic populations these planet hosts belong to Adibekyan et al. (2012). Different stellar populations are currently observed by the *K2* mission (Howell et al. 2014) and will be explored by the upcoming space missions *TESS* and *PLATO*. This will give us a unique opportunity to probe the difference in the properties of planet population further in different stellar environments. This would, however, require a deep characterisation of the stellar fields, which will be possible thanks to the *GAIA* mission. Similar studies using the ground-based photometric surveys like SuperWASP (Pollacco et al. 2006) and HAT-Net (Bakos et al. 2004) could also provide us with unprecedented constraints on EGP formation and migration, but calibrating the detection limits might be challenging because of the lack of uniformity in the data. Note that *TESS* (Ricker et al. 2015) and *PLATO* (Rauer et al. 2014) will be observing much brighter stars than the *Kepler* targets. We will therefore have access to better RV precision with the SOPHIE spectrograph, allowing us to do similar work on the populations of smaller planets, down to hot super-Earths and warm Neptunes (Courcol et al. 2015).

**Acknowledgements.** We thank the referee for his/her time reviewing this quite long paper and for the fruitful comments and suggestion that improved the quality of this manuscript. A.S. thanks Jon Jenkins, Natalie Batalha, and Jessie Christiansen for their help concerning the *Kepler* data, catalogue of KOIs, and pipeline completeness. A.S. also thanks Gibor Basri for his suggestion to derive the occurrence rate of brown dwarfs, Maxime Marmier for the updated detection list of the HARPS and CORALIE survey, as well as Pedro Figueira and Olivier Mousis for fruitful discussions and his valuable comments on the manuscript. We are all grateful to the staff at the Observatoire de Haute-Provence for maintaining the SOPHIE spectrograph and the 1.93-m telescope. In particular, we acknowledge the difficult but essential work of the telescope operators: Jean-Pierre Troncin, Stéphane Favard, Didier Gravallon (a.k.a. “Le Didou de l’OHP”), and Florent Zapillon. The Porto group acknowledges the support by the European Research Council/European Community under the FP7 through Starting Grant agreement number 239953 and support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT, Portugal) in the form of grants reference SFRH/BPD/70574/2010 and PTDC/FIS-AST/1526/2014. NCS also acknowledges the support from FCT in the form of grant reference PTDC/CTE-AST/098528/2008 and through Investigador FCT contract of reference IF/00169/2012 as well as POPH/FSE (EC) by FEDER funding through the programme “Programa Operacional de Factores de Competitividade – COMPETE”. A.S. is supported by the European Union under a Marie Curie Intra-European Fellowship for Career Development with reference FP7-PEOPLE-2013-IEF, number 627202. A.S.B. acknowledges funding from the European Union Seventh Framework Programme (FP7/2007–2013) under Grant agreement number 313014 (ETA-EARTH). S.C.C.B. acknowledges support by grants 98761 by CNES and the FCT through the Investigador FCT Contract No. IF/01312/2014. Part of this work was supported by FCT through the research grant UID/FIS/04434/2013. J.M.A. acknowledges funding from the European Research Council under the ERC Grant Agreement n. 337591-ExTrA. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, the CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23. This research has made use intensively of the NASA Exoplanet Archive, which is operated by the California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration under the Exoplanet Exploration Program.

## References

- Adibekyan, V. Z., Delgado Mena, E., Sousa, S. G., et al. 2012, *A&A*, 547, A36  
 Adibekyan, V. Z., Figueira, P., Santos, N. C., et al. 2013, *A&A*, 560, A51  
 Almenara, J. M., Damiani, C., Bouchy, F., et al. 2015, *A&A*, 575, A71  
 Andrews, S. M., Rosenfeld, K. A., Kraus, A. L., & Wilner, D. J. 2013, *ApJ*, 771, 129  
 Armitage, P. J., & Bonnell, I. A. 2002, *MNRAS*, 330, L11  
 Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481  
 Baglin, A., Auvergne, M., Boissard, L., et al. 2006, 36th COSPAR Scientific Assembly, 36, 3749  
 Bakos, G., Noyes, R. W., Kovács, G., et al. 2004, *PASP*, 116, 266  
 Bakos, G. Á., Torres, G., Pál, A., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1724  
 Baraffe, I., Chabrier, G., Fortney, J., & Sotin, C. 2014, *Protostars and Planets VI*, 763  
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373  
 Barros, S. C. C., Boué, G., Gibson, N. P., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 3032  
 Barros, S. C. C., Díaz, R. F., Santerne, A., et al. 2014, *A&A*, 561, L1  
 Batalha, N. M. 2014, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 111, 12647  
 Batalha, N. M., Rowe, J. F., Gilliland, R. L., et al. 2010, *ApJ*, 713, L103  
 Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2013, *ApJS*, 204, 24  
 Bayliss, D. D. R., & Sackett, P. D. 2011, *ApJ*, 743, 103  
 Beck, P. G. 2013, Ph.D. Thesis, Institute of Astronomy  
 Boisse, I., Eggenberger, A., Santos, N. C., et al. 2010, *A&A*, 523, A88  
 Bognár, Z., Lampens, P., Frémat, Y., et al. 2015, *A&A*, 581, A77  
 Bonomo, A. S., Santerne, A., Alonso, R., et al. 2010, *A&A*, 520, A65  
 Bonomo, A. S., Hébrard, G., Santerne, A., et al. 2012, *A&A*, 538, A96  
 Bonomo, A. S., Sozzetti, A., Santerne, A., et al. 2015, *A&A*, 575, A85  
 Borucki, W. J., Koch, D., Jenkins, J., et al. 2009, *Science*, 325, 709  
 Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., et al. 2011a, *ApJ*, 728, 117  
 Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., et al. 2011b, *ApJ*, 736, 19  
 Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733  
 Bouchy, F., Pont, F., Melo, C., et al. 2005, *A&A*, 431, 1105  
 Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009a, *EAS Pub. Ser.*, 37, 247  
 Bouchy, F., Mayor, M., Lovis, C., et al. 2009b, *A&A*, 496, 527  
 Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009c, *A&A*, 505, 853  
 Bouchy, F., Bonomo, A. S., Santerne, A., et al. 2011, *A&A*, 533, A83  
 Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, *A&A*, 549, A49  
 Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2015, *A&A*, 579, A55  
 Bradley, P. A., Guzik, J. A., Miles, L. F., et al. 2015, *AJ*, 149, 68  
 Brown, T. M. 2003, *ApJ*, 593, L125  
 Brown, T. M., Latham, D. W., Everett, M. E., & Esquerdo, G. A. 2011, *AJ*, 142, 112  
 Bruno, G., Almenara, J.-M., Barros, S. C. C., et al. 2015, *A&A*, 573, A124  
 Bryson, S. T., Jenkins, J. M., Gilliland, R. L., et al. 2013, *PASP*, 125, 889  
 Buchhave, L. A., Bizzarro, M., Latham, D. W., et al. 2014, *Nature*, 509, 593  
 Burke, C. J., Bryson, S. T., Mullally, F., et al. 2014, *ApJS*, 210, 19  
 Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *ApJ*, 661, 502  
 Cabrera, J. C., Csizmadia, S., Lehmann, H., et al. 2014, *ApJ*, 781, 18  
 Cameron, A. C. 2012, *Nature*, 492, 48  
 Chabrier, G., Johansen, A., Janson, M., & Rafikov, R. 2014, *Protostars and Planets VI*, 619  
 Charbonnel, C., & Palacios, A. 2004, *Stellar Rotation*, 215, 440  
 Christiansen, J. L., Clarke, B. D., Burke, C. J., et al. 2013, *ApJS*, 207, 35  
 Christiansen, J. L., Clarke, B. D., Burke, C. J., et al. 2015, *ApJ*, 810, 95  
 Claret, A., & Bloemen, S. 2011, *A&A*, 529, A75  
 Colón, K. D., Ford, E. B., & Morehead, R. C. 2012, *MNRAS*, 426, 342  
 Colón, K. D., Morehead, R. C., & Ford, E. B. 2015, *MNRAS*, 452, 3001  
 Cortés, C., Maciel, S. C., Vieira, S., et al. 2015, *A&A*, 581, A68  
 Coughlin, J. L., Mullally, F., Thompson, S. E., et al. 2015, arXiv e-prints [arXiv:1512.06149]  
 Courcol, B., Bouchy, F., Pepe, F., et al. 2015, *A&A*, 581, A38  
 Cox, A. N. 2000, *Allen’s Astrophysical Quantities* (New York: AIP Press)  
 Csizmadia, S., Hatzes, A., Gandolfi, D., et al. 2015, *A&A*, 584, A13  
 Dawson, R. I. 2014, *ApJ*, 790, L31  
 Dawson, R. I., & Murray-Clay, R. A. 2013, *ApJ*, 767, L24  
 Dawson, R. I., Johnson, J. A., Fabrycky, D. C., et al. 2014, *ApJ*, 791, 89  
 Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., et al. 2010, *Nature*, 464, 384  
 Deleuil, M., Almenara, J.-M., Santerne, A., et al. 2014, *A&A*, 564, A56  
 Delrez, L., Van Grootel, V., Anderson, D. R., et al. 2014, *A&A*, 563, A143  
 Demory, B.-O., & Seager, S. 2011, *ApJS*, 197, 12  
 Désert, J.-M., Charbonneau, D., Demory, B.-O., et al. 2011, *ApJS*, 197, 14  
 Désert, J.-M., Charbonneau, D., Torres, G., et al. 2015, *ApJ*, 804, 59  
 Devor, J., Charbonneau, D., O’Donovan, F. T., Mandushev, G., & Torres, G. 2008, *AJ*, 135, 850  
 Díaz, R. F., Santerne, A., Sahlmann, J., et al. 2012, *A&A*, 538, A113  
 Díaz, R. F., Damiani, C., Deleuil, M., et al. 2013, *A&A*, 551, L9  
 Díaz, R. F., Almenara, J. M., Santerne, A., et al. 2014a, *MNRAS*, 441, 983

- Díaz, R. F., Montagnier, G., Leconte, J., et al. 2014b, *A&A*, 572, A109
- Dong, S., Zheng, Z., Zhu, Z., et al. 2014, *ApJ*, 789, L3
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 89
- Dressing, C. D., & Charbonneau, D. 2013, *ApJ*, 767, 95
- Dunham, E. W., Borucki, W. J., Koch, D. G., et al. 2010, *ApJ*, 713, L136
- Endl, M., MacQueen, P. J., Cochran, W. D., et al. 2011, *ApJS*, 197, 13
- Endl, M., Caldwell, D. A., Barclay, T., et al. 2014, *ApJ*, 795, 151
- Esteves, L. J., De Mooij, E. J. W., & Jayawardhana, R. 2015, *ApJ*, 804, 150
- Faigler, S., Tal-Or, L., Mazeh, T., Latham, D. W., & Buchhave, L. A. 2013, *ApJ*, 771, 26
- Fischer, D. A., & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Fischer, D. A., Schwamb, M. E., Schawinski, K., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2900
- Ford, E. B., Ragozzine, D., Rowe, J. F., et al. 2012, *ApJ*, 756, 185
- Fortney, J. J., Demory, B.-O., Désert, J.-M., et al. 2011, *ApJS*, 197, 9
- Fressin, F., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2013, *ApJ*, 766, 81
- Gaidos, E. 2013, *ApJ*, 770, 90
- Gandolfi, D., Parviainen, H., Fridlund, M., et al. 2013, *A&A*, 557, A74
- Gandolfi, D., Parviainen, H., Deeg, H. J., et al. 2015, *A&A*, 576, A11
- Gazzano, J.-C., de Laverny, P., Deleuil, M., et al. 2010, *A&A*, 523, A91
- Gillon, M., Anderson, D. R., Collier-Cameron, A., et al. 2013, *A&A*, 552, A82
- Gott, J. R., III, Voegley, M. S., Podariu, S., & Ratra, B. 2001, *ApJ*, 549, 1
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. 1996, *ApJ*, 459, L35
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., et al. 2006, *A&A*, 453, L21
- Hadden, S., & Lithwick, Y. 2014, *ApJ*, 787, 80
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., Udry, S., & Arenal, F. 2003, *A&A*, 397, 159
- Hatzes, A. P., Rauer, H. 2016, *ApJL*, submitted [arXiv:1506.05097]
- Havel, M., Guillot, T., Valencia, D., & Crida, A. 2011, *A&A*, 531, A3
- Hébrard, G., Désert, J.-M., Díaz, R. F., et al. 2010, *A&A*, 516, A95
- Hébrard, G., Almenara, J.-M., Santerne, A., et al. 2013, *A&A*, 554, A114
- Hébrard, G., Santerne, A., Montagnier, G., et al. 2014, *A&A*, 572, A93
- Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al. 2010, *Science*, 330, 51
- Hou, A., Parker, L. C., Harris, W. E., & Wilman, D. J. 2009, *ApJ*, 702, 1199
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15
- Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, 126, 398
- Huber, D., Silva Aguirre, V., Matthews, J. M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 2
- Jenkins, J. M., Borucki, W. J., Koch, D. G., et al. 2010, *ApJ*, 724, 1108
- Jenkins, J. M., Twicken, J. D., Batalha, N. M., et al. 2015, *AJ*, 150, 56
- Jontof-Hutter, D., Lissauer, J. J., Rowe, J. F., & Fabrycky, D. C. 2014, *ApJ*, 785, 15
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Johnson, J. A., Gazak, J. Z., Apps, K., et al. 2012, *AJ*, 143, 111
- Kipping, D. M. 2013, *MNRAS*, 434, L51
- Kipping, D. M. 2014, *MNRAS*, 440, 2164
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Rowe, J. F., et al. 2010, *ApJ*, 713, L131
- Kolbl, R., Marcy, G. W., Isaacson, H., & Howard, A. W. 2015, *AJ*, 149, 18
- Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591
- Kurucz, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km s<sup>-1</sup> grid. Kurucz CD-ROM No. 13 (Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory)
- Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108
- Latham, D. W., Borucki, W. J., Koch, D. G., et al. 2010, *ApJ*, 713, L140
- Latham, D. W., Rowe, J. F., Quinn, S. N., et al. 2011, *ApJ*, 732, L24
- Lopez, E. D., Fortney, J. J., & Miller, N. 2012, *ApJ*, 761, 59
- Lidov, M. L. 1962, *Planet. Space Sci.*, 9, 719
- Lillo-Box, J., Barrado, D., & Bouy, H. 2014, *A&A*, 566, A103
- Lissauer, J. J., Ragozzine, D., Fabrycky, D. C., et al. 2011, *ApJS*, 197, 8
- Lissauer, J. J., Marcy, G. W., Rowe, J. F., et al. 2012, *ApJ*, 750, 112
- Lissauer, J. J., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2014, *ApJ*, 784, 44
- Lund, M. N., Lundkvist, M., Silva Aguirre, V., et al. 2014, *A&A*, 570, A54
- Ma, B., & Ge, J. 2014, *MNRAS*, 439, 2781
- Mancini, L., Lillo-Box, J., Southworth, J., et al. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1504.04625]
- Masuda, K. 2014, *ApJ*, 783, 53
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2016, *A&A*, submitted [arXiv:1109.2497]
- Miller, N., & Fortney, J. J. 2011, *ApJ*, 736, L29
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009a, *A&A*, 501, 1139
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009b, *A&A*, 501, 1161
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012a, *A&A*, 541, A97
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., et al. 2012b, *A&A*, 547, A112
- Morgan, W. W., & Keenan, P. C. 1973, *ARA&A*, 11, 29
- Mortier, A., Santos, N. C., Sousa, S., et al. 2013, *A&A*, 551, A112
- Mortier, A., Sousa, S. G., Adibekyan, V. Z., Brandão, I. M., & Santos, N. C. 2014, *A&A*, 572, A95
- Morton, T. D. 2012, *ApJ*, 761, 6
- Morton, T. D., & Johnson, J. A. 2011, *ApJ*, 738, 170
- Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 498, L5
- Moutou, C., Bonomo, A. S., Bruno, G., et al. 2013a, *A&A*, 558, L6
- Moutou, C., Deleuil, M., Guillot, T., et al. 2013b, *Icarus*, 226, 1625
- Mullally, F., Coughlin, J. L., Thompson, S. E., et al. 2015, *ApJS*, 217, 31
- Müller, H. M., Huber, K. F., Czesla, S., Wolter, U., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, *A&A*, 560, A112
- Nayakshin, S. 2015a, *MNRAS*, 454, 64
- Nayakshin, S. 2015b, *MNRAS*, submitted [arXiv:1502.07585]
- O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Mandushev, G., et al. 2006, *ApJ*, 651, L61
- Ofir, A., Dreizler, S., Zechmeister, M., & Husser, T.-O. 2014, *A&A*, 561, A103
- Oshagh, M., Santos, N. C., Boisse, I., et al. 2013, *A&A*, 556, A19
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2013, *ApJ*, 775, 105
- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., et al. 2008, *ApJ*, 680, 1450
- Pecaut, M. J., & Mamajek, E. E. 2013, *ApJS*, 208, 9
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014
- Perruchot, S., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011, *Proc. SPIE*, 8151,
- Petigura, E. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2013, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 110, 19273
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJS*, 190, 1
- Ranc, C., Cassan, A., Albrow, M. D., et al. 2015, *A&A*, 580, A125
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Exper. Astron.*, 38, 249
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *J. Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Rowe, J. F., & Thompson, S. E. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1504.00707]
- Rowe, J. F., Bryson, S. T., Marcy, G. W., et al. 2014, *ApJ*, 784, 45
- Rowe, J. F., Coughlin, J. L., Antoci, V., et al. 2015, *ApJS*, 217, 16
- Sanchis-Ojeda, R., Winn, J. N., Marcy, G. W., et al. 2013, *ApJ*, 775, 54
- Santerne, A. 2012, Ph.D. Thesis, Aix-Marseille University
- Santerne, A., Díaz, R. F., Bouchy, F., et al. 2011a, *A&A*, 528, A63
- Santerne, A., Bonomo, A. S., Hébrard, G., et al. 2011b, *A&A*, 536, A70
- Santerne, A., Moutou, C., Barros, S. C. C., et al. 2012a, *A&A*, 544, L12
- Santerne, A., Díaz, R. F., Moutou, C., et al. 2012b, *A&A*, 545, A76
- Santerne, A., Fressin, F., Díaz, R. F., et al. 2013a, *A&A*, 557, A139
- Santerne, A., Díaz, R. F., Almenara, J.-M., et al. 2013b, SF2A-2013: Proc. Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 555
- Santerne, A., Hébrard, G., Deleuil, M., et al. 2014, *A&A*, 571, A37
- Santerne, A., Díaz, R. F., Almenara, J.-M., et al. 2015, *MNRAS*, 451, 2337
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Santos, N. C., Sousa, S. G., Mortier, A., et al. 2013, *A&A*, 556, A150
- Schmitt, J. R., Wang, J., Fischer, D. A., et al. 2014a, *AJ*, 148, 28
- Schmitt, J. R., Agol, E., Deck, K. M., et al. 2014b, *ApJ*, 795, 167
- Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, *A&A*, 532, A79
- Slawson, R. W., Prša, A., Welsh, W. F., et al. 2011, *AJ*, 142, 160
- Snedden, C. A. 1973, Ph.D. Thesis
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., et al. 2008, *A&A*, 487, 373
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., & Udry, S. 2011, *A&A*, 533, A141
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Adibekyan, V., Delgado-Mena, E., & Israelian, G. 2015, *A&A*, 577, A67
- Southworth, J. 2008, *MNRAS*, 386, 1644
- Southworth, J. 2011, *MNRAS*, 417, 2166
- Steffen, J. H., Fabrycky, D. C., Agol, E., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1077
- Shporer, A., Jenkins, J. M., Rowe, J. F., et al. 2011, *AJ*, 142, 195
- Shporer, A., O'Rourke, J. G., Knutson, H. A., et al. 2014, *ApJ*, 788, 92
- Torres, G., Konacki, M., Sasselov, D. D., & Jha, S. 2005, *ApJ*, 619, 558
- Torres, G., Fischer, D. A., Sozzetti, A., et al. 2012, *ApJ*, 757, 161
- TriAUD, A. H. M. J. 2011, *A&A*, 534, L6
- Tsantaki, M., Sousa, S. G., Adibekyan, V. Z., et al. 2013, *A&A*, 555, A150
- Tingley, B., Parviainen, H., Gandolfi, D., et al. 2014, *A&A*, 567, A14
- Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003, *A&A*, 407, 369
- Wang, J., & Fischer, D. A. 2015, *AJ*, 149, 14
- Wang, J., Fischer, D. A., Barclay, T., et al. 2013, *ApJ*, 776, 10
- Wang, J., Fischer, D. A., Horch, E. P., & Huang, X. 2015, *ApJ*, 799, 229
- Weiss, L. M., & Marcy, G. W. 2014, *ApJ*, 783, L6
- Weiss, L. M., Marcy, G. W., Rowe, J. F., et al. 2013, *ApJ*, 768, 14
- Wilson, O. C. 1941, *ApJ*, 93, 29
- Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., & Johnson, J. A. 2010, *ApJ*, 718, L145
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *ApJ*, 753, 160
- Wright, J. T., Roy, A., Mahadevan, S., et al. 2013, *ApJ*, 770, 119
- Zhou, G., & Huang, C. X. 2013, *ApJ*, 776, L35

## Chapitre 7

# Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons étudié plusieurs éléments physiques impactant l'évolution de la structure et de la rotation des étoiles jeunes de faible masse et avons comparé les modèles résultants à certaines observations. Le premier point à mentionner est une amélioration globale de la modélisation des étoiles de faible masse avec un traitement cohérent de l'atmosphère à partir de modèles d'atmosphères réalistes. Ceci a permis la réalisation de modèles d'étoiles de faible masse cohérents avec les connaissances actuelles.

Les travaux ont ensuite été essentiellement tournés vers l'évolution du moment cinétique. En premier lieu nous avons inclus les prescriptions les plus à jour pour l'extraction du moment cinétique par les vents magnétisés. Celles-ci sont basées sur des modèles bi-dimensionnels permettant de reproduire la perte de masse et de moment cinétique du Soleil d'aujourd'hui (Matt et al. 2015, 2012). L'étude systématique des combinaisons de ce freinage avec différentes prescriptions existantes pour le traitement de la turbulence horizontale et verticale dans la zone radiative des étoiles nous a permis de sélectionner un jeu de prescriptions permettant de reproduire au mieux les observations des vitesses de rotation de surface sur un large domaine en masse et en âge.

L'intérêt porté à la turbulence dans la zone radiative nous a conduit à développer une nouvelle approche pour modéliser la turbulence horizontale dans les codes d'évolution, basée sur l'anisotropie de la turbulence en milieu stratifié en rotation. Celle-ci est toujours en phase de test et nécessite encore quelques révisions avant d'être appliquée à des modèles stellaires.

L'application à une étoile de  $1,2M_{\odot}$  de ces processus de transport et d'extraction du moment cinétique et la comparaison avec les autres processus jugés potentiellement efficaces à ce jour, a permis de présenter dans chacun des cas, les spécificités du profil de rotation prédit par ces différents modes de transport.

Enfin, nous avons mis en place pour la première fois un modèle rotationnel fonctionnel adapté à l'ensemble des étoiles de faible masse, permettant entre autre de reproduire les périodes de rotation observées dans les amas jeunes pour les étoiles de faible masse (avec une masse comprise entre  $0,2$  et  $1,1M_{\odot}$ ). Ces modèles ont également permis de faire des prédictions quant à l'évolution à d'autres métallicités. Enfin, les profils de rotation obtenus ont été comparés aux données héliosismiques et astérosismiques existantes pour ce type d'étoiles.

Cependant, cette thèse s'inscrit dans le contexte beaucoup plus large de l'évolution du moment cinétique des étoiles jeunes que le projet Toupies a traité dans son ensemble. Si l'on se concentre sur les modèles d'évolution, bien que cette thèse soit une avancée sur de nombreux points (mentionnés ci-dessus), les modèles demandent aussi à être améliorés sur de nombreux points non approfondis ici. En voici quelques-uns :

Tout d'abord, ces modèles mériteraient d'être prolongés jusqu'à des phases plus avancées : en effet, le problème global du moment cinétique des étoiles de faible masse existe également sur la branche des géantes, lors des pulses thermiques sur la branche asymptotique et jusqu'à la phase de naine blanche.

Ensuite, les modèles développés au cours de cette thèse ne reproduisent toujours pas le profil de rotation du soleil, des processus de transport sont donc toujours manquants et méritent d'être développés au sein de modèles évolutifs. Nous avons également montré que la modélisation de la turbulence en milieu stellaire avait encore de beaux jours devant elle, la nouvelle prescription décrite dans cette thèse nécessitant d'être appliquée maintenant à des modèles stellaires. De plus, l'interaction entre les différents processus de transport nécessite un travail particulier, par exemple l'influence du champ magnétique sur la propagation des ondes internes de gravité. En effet, ces processus n'ont aucune raison d'être indépendants (voir par exemple les travaux de Maeder et al. 2013).

L'apport récent de nouvelles données par le satellite *Kepler* nous permet d'obtenir la période de rotation ainsi que l'âge et la masse des cibles de manière relativement précise grâce à l'astérosismologie (Angus et al. 2015; Chaplin et al. 2014). Cela peut permettre de tester les modèles sur un échantillon de données bien plus important. De plus, au cours de cette thèse nous n'avons comparé qu'aux données photométriques. La comparaison aux données spectroscopiques permettant d'obtenir l'évolution des abondances chimiques, qui sont fortement dépendantes du mélange rotationnel, doit également être faite.

Dans le cadre de ce modèle, nous ne pouvons pas reproduire tout au long de l'évolution la rotation des étoiles de masses supérieures à  $1,1M_{\odot}$ , il serait intéressant de relever les différents processus qui peuvent créer cette anomalie. De plus, les modèles les plus récents de perte de moment cinétique par les vents mentionnent l'existence d'un second changement de régime à haut nombre de Rossby (autour de la valeur solaire, voir van Saders et al. 2016), Une étude systématique de l'impact de différentes topologies magnétiques, aujourd'hui apportées par les cartes magnétiques (voir *e.g.* Donati 2011) pourrait permettre de mieux comprendre l'interaction du champ magnétique avec les vents stellaires (Réville et al. 2015).

De récents travaux par Feiden et al. (2015) montrent l'effet important du champ magnétique sur la convection et donc sur l'évolution, en particulier lors des phases jeunes où l'enveloppe convective est importante. Celui-ci permet en particulier de reproduire l'inflation observée des étoiles de faible masse qui n'est aujourd'hui pas reproduite par les modèles standard ou incluant un traitement des effets de la rotation.

Enfin, les phases précoces sont caractérisées par la présence d'un disque d'accrétion qui est pour l'instant traité de manière extrêmement simpliste, or l'accrétion de matière et de moment cinétique a un impact important sur l'évolution lors de la pré-séquence principale. L'ensemble des processus physiques présents à cette phase de l'évolution doivent être pris en compte dans les modèles.

## Bibliographie

- Abney, W. D. W. 1877, *MNRAS*, 37, 278
- Adelberger, E. G., Austin, S. M., Bahcall, J. N., et al. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1265
- Agüeros, M. A., Covey, K. R., Lemonias, J. J., et al. 2011, *ApJ*, 740, 110
- Aigrain, S., Irwin, J., Hebb, L., et al. 2007, *The Messenger*, 130, 36
- Aikawa, M., Arnould, M., Goriely, S., Jorissen, A., & Takahashi, K. 2005, *A&A*, 441, 1195
- Alencar, S. H. P., Teixeira, P. S., Guimarães, M. M., et al. 2010, *A&A*, 519, A88
- Alexander, D. R. & Ferguson, J. W. 1994, *ApJ*, 437, 879
- Alfvén, H. 1942, *Stockholms Observatoriums Annaler*, 14, 2.1
- Allain, S. 1998, *A&A*, 333, 629
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 282, *IAU Symposium*, ed. M. T. Richards & I. Hubeny, 235–242
- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*
- Amard, L., Palacios, A., Charbonnel, C., Gallet, F., & Bouvier, J. 2016, *A&A*, 587, A105
- André, P. 1994, in *Circumstellar Dust Disks and Planet Formation*, ed. R. Ferlet & A. Vidal-Madjar, 115
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Angus, R., Aigrain, S., Foreman-Mackey, D., & McQuillan, A. 2015, *MNRAS*, 450, 1787
- Arnould, M., Goriely, S., & Jorissen, A. 1999, *A&A*, 347, 572
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in *COSPAR Meeting*, Vol. 36, *36th COSPAR Scientific Assembly*
- Bahcall, J. N. & Pinsonneault, M. H. 1992, *ApJ*, 395, L119
- Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., & Wasserburg, G. J. 1995, *Reviews of Modern Physics*, 67, 781
- Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., & Pinsonneault, M. 2004, *ApJ*, 614, 464
- Bahcall, J. N. & Ulrich, R. K. 1988, *Reviews of Modern Physics*, 60, 297
- Balthasar, H., Vazquez, M., & Woehl, H. 1986, *A&A*, 155, 87
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, *VizieR Online Data Catalog*, 333, 70403
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *A&A*, 577, A42



- Beck, P. G., Montalbán, J., Kallinger, T., et al. 2012, *Nature*, 481, 55
- Belkacem, K., Marques, J. P., Goupil, M. J., et al. 2015a, *A&A*, 579, A31
- Belkacem, K., Marques, J. P., Goupil, M. J., et al. 2015b, *A&A*, 579, A30
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Bemmerer, D., Confortola, F., Costantini, H., et al. 2006, *Physical Review Letters*, 97, 122502
- Bodenheimer, P. 1995, *ARA&A*, 33, 199
- Boesgaard, A. M. & Tripicco, M. J. 1986, *ApJ*, 302, L49
- Böhm-Vitense, E. 1958, *ZAp*, 46, 108
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53
- Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, *A&A*, 326, 1023
- Bouvier, J., Lanzafame, A. C., Venuti, L., et al. 2016, *A&A*, 590, A78
- Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 433
- Braithwaite, J. & Spruit, H. C. 2004, *Nature*, 431, 819
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Brethouwer, G., Billant, P., Lindborg, E., & Chomaz, J.-M. 2007, *Journal of Fluid Mechanics*, 585, 343
- Brewer, L. N., Sandquist, E. L., Mathieu, R. D., et al. 2016, *AJ*, 151, 66
- Brott, I., de Mink, S. E., Cantiello, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A115
- Brott, I. & Hauschildt, P. H. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 565
- Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Dziembowski, W. A., et al. 1989, *ApJ*, 343, 526
- Brun, A. S. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 302, *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*, ed. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, 114–125
- Brun, A. S. & Palacios, A. 2009, *ApJ*, 702, 1078
- Butters, O. W., West, R. G., Anderson, D. R., et al. 2010, *A&A*, 520, L10
- Caffau, E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., Freytag, B., & Bonifacio, P. 2011, *Sol. Phys.*, 268, 255
- Caffau, E., Maiorca, E., Bonifacio, P., et al. 2009, *A&A*, 498, 877
- Cantiello, M., Fuller, J., & Bildsten, L. 2016, *ApJ*, 824, 14
- Cantiello, M., Mankovich, C., Bildsten, L., Christensen-Dalsgaard, J., & Paxton, B. 2014, *ApJ*, 788, 93
- Canuto, V. M. 1998, *ApJ*, 505, L47
- Caughlan, G. R. & Fowler, W. A. 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283



- Ceillier, T., Eggenberger, P., García, R. A., & Mathis, S. 2012, *Astronomische Nachrichten*, 333, 971
- Chaboyer, B. 1998, in *IAU Symposium*, Vol. 185, *New Eyes to See Inside the Sun and Stars*, ed. F.-L. Deubner, J. Christensen-Dalsgaard, & D. Kurtz, 25
- Chaboyer, B., Demarque, P., & Pinsonneault, M. H. 1995, *ApJ*, 441, 865
- Chaboyer, B. & Kim, Y.-C. 1995, *ApJ*, 454, 767
- Chaboyer, B. & Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 253, 173
- Chandrasekhar, S. 1961, *ApJ*, 134, 662
- Chaplin, W. J., Basu, S., Huber, D., et al. 2014, *ApJS*, 210, 1
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Charbonneau, P. 1992, *A&A*, 259, 134
- Charbonnel, C., Decressin, T., Amard, L., Palacios, A., & Talon, S. 2013, *A&A*, 554, A40
- Charbonnel, C. & Primas, F. 2005, *A&A*, 442, 961
- Charbonnel, C. & Talon, S. 2005a, *Science*, 309, 2189
- Charbonnel, C. & Talon, S. 2005b, in *EAS Publications Series*, Vol. 17, *EAS Publications Series*, ed. G. Alecian, O. Richard, & S. Vauclair, 167–176
- Chen, Y., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2014, *MNRAS*, 444, 2525
- Choi, J., Dotter, A., Conroy, C., et al. 2016, *ApJ*, 823, 102
- Cieza, L. & Baliber, N. 2007, *ApJ*, 671, 605
- Coc, A., Vangioni-Flam, E., Descouvemont, P., Adahchour, A., & Angulo, C. 2004, *ApJ*, 600, 544
- Collier Cameron, A. & Campbell, C. G. 1993, *A&A*, 274, 309
- Cranmer, S. R. & Saar, S. H. 2011, *ApJ*, 741, 54
- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., et al. 2010, *ApJS*, 189, 240
- Davidson, P. A. 2013, *Turbulence in rotating, stratified, and electrically conducting fluids*, Cambridge University Press
- Decressin, T., Mathis, S., Palacios, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 271
- Deheuvels, S., Doğan, G., Goupil, M. J., et al. 2014, *A&A*, 564, A27
- Dellar, P. J. & Salmon, R. 2005, *Physics of Fluids*, 17
- Delorme, P., Collier Cameron, A., Hebb, L., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2218
- Denissenkov, P. A., Pinsonneault, M., Terndrup, D. M., & Newsham, G. 2010, *ApJ*, 716, 1269
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Moser Faes, D., et al. 2014, *A&A*, 569, A10

- Donati, J.-F. 2011, in IAU Symposium, Vol. 271, Astrophysical Dynamics : From Stars to Galaxies, ed. N. H. Brummell, A. S. Brun, M. S. Miesch, & Y. Ponty, 23–31
- dos Santos, L. A., Meléndez, J., do Nascimento, J.-D., et al. 2016, *A&A*, 592, A156
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 89
- Eddington, A. S. 1925, *The Observatory*, 48, 73
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Eggenberger, P., Haemmerlé, L., Meynet, G., & Maeder, A. 2012, *A&A*, 539, A70
- Eggenberger, P., Lagarde, N., Miglio, A., et al. 2016, *A&A*
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2010, *A&A*, 519, L2
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A., et al. 2008, *Ap&SS*, 316, 43
- Ekström, S. 2008, PhD thesis, Geneva Observatory, University of Geneva  
<EMAIL>sylvia.ekstrom@unige.ch</EMAIL>
- Endal, A. S. & Sofia, S. 1976, *ApJ*, 210, 184
- Endal, A. S. & Sofia, S. 1981, *ApJ*, 243, 625
- Evershed, J. 1922, *MNRAS*, 82, 392
- Feiden, G. A. & Chaboyer, B. 2012, *ApJ*, 761, 30
- Feiden, G. A., Jones, J., & Chaboyer, B. 2015, in Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Vol. 18, 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G. T. van Belle & H. C. Harris, 171–176
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Ferraro, V. C. A. 1937, *MNRAS*, 97, 458
- Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 580
- Fu, X., Bressan, A., Molaro, P., & Marigo, P. 2015, *MNRAS*, 452, 3256
- Fuller, J., Cantiello, M., Stello, D., Garcia, R. A., & Bildsten, L. 2015, *Science*, 350, 423
- Fuller, J., Lecoanet, D., Cantiello, M., & Brown, B. 2014, *ApJ*, 796, 17
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2015, *A&A*, 577, A98
- Gallet, F., Charbonnel, C., Amard, L., et al. 2016, *ArXiv*
- Garaud, P. & Kulenthirarajah, L. 2016, *ApJ*, 821, 49
- García, R. A., Salabert, D., Ballot, J., et al. 2011, *Journal of Physics Conference Series*, 271, 012046

- García, R. A., Turck-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S. J., et al. 2007, *Science*, 316, 1591
- Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1979, *ApJ*, 232, 259
- Gilliland, R. L., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2010, *PASP*, 122, 131
- Goldreich, P. & Nicholson, P. D. 1989, *ApJ*, 342, 1079
- Grevesse, N. & Noels, A. 1993, *Physica Scripta Volume T*, 47, 133
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
- Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Kovács, G., & Noyes, R. W. 2010, *MNRAS*, 408, 475
- Hartman, J. D., Gaudi, B. S., Holman, M. J., et al. 2009, *ApJ*, 695, 336
- Hauschildt, P. H., Allard, F., Ferguson, J., Baron, E., & Alexander, D. R. 1999, *ApJ*, 525, 871
- Hayashi, C. 1961, *PASJ*, 13
- Henderson, C. B. & Stassun, K. G. 2012, *ApJ*, 747, 51
- Heney, L. G., Lelevier, R., & Levée, R. D. 1955, *PASP*, 67, 154
- Holzer, T. E., Fla, T., & Leer, E. 1983, *ApJ*, 275, 808
- Hopf, E. 1930, *MNRAS*, 90, 287
- Huré, J.-M., Richard, D., & Zahn, J.-P. 2001, *A&A*, 367, 1087
- Hypolite, D. & Rieutord, M. 2014, *A&A*, 572, A15
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Irwin, A. W. 1987, *A&A*, 182, 348
- Irwin, A. W. 2012, *FreeEOS : Equation of State for stellar interiors calculations*, *Astrophysics Source Code Library*
- Irwin, J., Aigrain, S., Bouvier, J., et al. 2009, *MNRAS*, 392, 1456
- Irwin, J. & Bouvier, J. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 258, *IAU Symposium*, ed. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 363–374
- Irwin, J., Hodgkin, S., Aigrain, S., et al. 2008a, *MNRAS*, 384, 675
- Irwin, J., Hodgkin, S., Aigrain, S., et al. 2008b, *MNRAS*, 383, 1588
- Irwin, J., Hodgkin, S., Aigrain, S., et al. 2008c, *MNRAS*, 383, 1588
- Irwin, J., Hodgkin, S., Aigrain, S., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 741
- Kawaler, S. D. 1988, *ApJ*, 333, 236
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2009, *ApJ*, 695, 1210
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117

- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution*, 192
- Kitchatinov, L. L. & Brandenburg, A. 2012, *Astronomische Nachrichten*, 333, 230
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *A&A*, 293, 87
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Krishna Swamy, K. S. 1966, *ApJ*, 145, 174
- Kurucz, R. L. 1991, in *BAAS*, Vol. 23, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1047
- Kurucz, R. L. 1993, *SYNTHE* spectrum synthesis programs and line data
- Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108
- Lambert, D. L. & Reddy, B. E. 2004, *MNRAS*, 349, 757
- Landin, N. R., Mendes, L. T. S., & Vaz, L. P. R. 2010, *A&A*, 510, A46
- Leão, I. C., Pasquini, L., Ferreira Lopes, C. E., et al. 2015, *A&A*, 582, A85
- Lecoanet, D. & Quataert, E. 2013, *MNRAS*, 430, 2363
- Li, T. D., Bi, S. L., Yang, W. M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 62
- Littlefair, S. P., Naylor, T., Mayne, N. J., Saunders, E. S., & Jeffries, R. D. 2010, *MNRAS*, 403, 545
- MacDonald, J. & Mullan, D. J. 2012, *MNRAS*, 421, 3084
- MacGregor, K. B. & Brenner, M. 1991, *ApJ*, 376, 204
- Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 134
- Maeder, A. 2003, *A&A*, 399, 263
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *A&A*, 361, 159
- Maeder, A. & Meynet, G. 2001, *A&A*, 373, 555
- Maeder, A. & Meynet, G. 2003, *A&A*, 411, 543
- Maeder, A. & Meynet, G. 2004, *A&A*, 422, 225
- Maeder, A. & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, 1041
- Maeder, A., Meynet, G., Lagarde, N., & Charbonnel, C. 2013, *A&A*, 553, A1
- Maeder, A. & Zahn, J.-P. 1998, *A&A*, 334, 1000
- Marigo, P. & Aringer, B. 2009, *A&A*, 508, 1539
- Marques, J. P. & Goupil, M. J. 2013, *The Influence of Initial Conditions on Stellar Rotation History*, ed. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green (Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg), 75–90

- Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *A&A*, 549, A74
- Marques, J. P., Monteiro, M. J. P. F. G., & Fernandes, J. M. 2008, *Ap&SS*, 316, 173
- Martić, M., Schmitt, J., Lebrun, J.-C., et al. 1999, *A&A*, 351, 993
- Mathis, S., Palacios, A., & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 243
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2005, *A&A*, 440, 653
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2008, *ApJ*, 678, 1109
- Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, J., & Chabrier, G. 2015, *ApJ*, 799, L23
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, *ApJ*, 754, L26
- McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2014, *ApJS*, 211, 24
- Meibom, S., Barnes, S. A., Latham, D. W., et al. 2011a, *ApJ*, 733, L9
- Meibom, S., Barnes, S. A., Platais, I., et al. 2015, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 225, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 449.09
- Meibom, S., Mathieu, R. D., & Stassun, K. G. 2009, *ApJ*, 695, 679
- Meibom, S., Mathieu, R. D., Stassun, K. G., Liebesny, P., & Saar, S. H. 2011b, *ApJ*, 733, 115
- Meynet, G., Ekstrom, S., Maeder, A., et al. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 865, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green, 3–642
- Meynet, G. & Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 465
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Montalbán, J., D’Antona, F., Kupka, F., & Heiter, U. 2004, *A&A*, 416, 1081
- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Hillenbrand, L. A., et al. 2011, *ApJ*, 733, 50
- Morau, E., Artemenko, S., Bouvier, J., et al. 2013, *A&A*, 560, A13
- Morel, P., van’t Veer, C., Provost, J., et al. 1994, *A&A*, 286, 91
- Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012, *A&A*, 548, A10
- Mowlavi, N. & Forestini, M. 1994, *A&A*, 282, 843
- Ouazzani, R.-M., Goupil, M. J., Dupret, M.-A., & Marques, J. P. 2013, *A&A*, 554, A80
- Palacios, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 227–287
- Palacios, A., Charbonnel, C., Talon, S., & Siess, L. 2006, *A&A*, 453, 261

- Palacios, A., Talon, S., Charbonnel, C., & Forestini, M. 2003, *A&A*, 399, 603
- Pantillon, F. P., Talon, S., & Charbonnel, C. 2007, *A&A*, 474, 155
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986, *ApJS*, 61, 177
- Parker, E. N. 1958, *ApJ*, 128, 664
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *ApJS*, 208, 4
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., & Demarque, P. 1990, *ApJS*, 74, 501
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, 338, 424
- Plez, B. 1992, *A&AS*, 94, 527
- Pols, O. R., Tout, C. A., Eggleton, P. P., & Han, Z. 1995, *MNRAS*, 274, 964
- Prat, V., Guilet, J., Viallet, M., & Müller, E. 2016, *A&A*, 592, A59
- Prat, V. & Lignières, F. 2014, *A&A*, 566, A110
- Press, W. H. 1981, *ApJ*, 245, 286
- Rajpurohit, A. S., Reylé, C., Allard, F., et al. 2013, *A&A*, 556, A15
- Rebull, L. M., Wolff, S. C., & Strom, S. E. 2004, *AJ*, 127, 1029
- Reimers, D. 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 8, 369
- Reiners, A. & Mohanty, S. 2012, *ApJ*, 746, 43
- Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015, *ApJ*, 798, 116
- Richard, D. & Zahn, J.-P. 1999, *A&A*, 347, 734
- Rieutord, M. 2006, *A&A*, 451, 1025
- Rodríguez-Ledesma, M. V., Mundt, R., & Eisloffel, J. 2009, *A&A*, 502, 883
- Rogers, F. J. & Nayfonov, A. 2002, *ApJ*, 576, 1064
- Rüdiger, G., Gellert, M., Spada, F., & Tereshin, I. 2015, *A&A*, 573, A80
- Saar, S. H. 1996, in *IAU Symposium, Vol. 176, Stellar Surface Structure*, ed. K. G. Strassmeier & J. L. Linsky, 237
- Santerne, A., Moutou, C., Tsantaki, M., et al. 2016, *A&A*, 587, A64
- Saumon, D., Chabrier, G., & van Horn, H. M. 1995, *ApJS*, 99, 713
- Schatzman, E. 1959, in *IAU Symposium, Vol. 10, The Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. J. L. Greenstein, 129
- Schatzman, E. 1962, *Annales d'Astrophysique*, 25, 18
- Schatzman, E. 1993, *A&A*, 279, 431



- Sestito, P. & Randich, S. 2005, *A&A*, 442, 615
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Somers, G. & Pinsonneault, M. H. 2015, *ApJ*, 807, 174
- Spada, F., Demarque, P., Kim, Y.-C., & Sills, A. 2013, *ApJ*, 776, 87
- Spada, F., Gellert, M., Arlt, R., & Deheuvels, S. 2016, *A&A*, 589, A23
- Spada, F., Lanzafame, A. C., & Lanza, A. F. 2010, *MNRAS*, 404, 641
- Spada, F., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., Messina, S., & Collier Cameron, A. 2011, *MNRAS*, 416, 447
- Spite, F. & Spite, M. 1982, *A&A*, 115, 357
- Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 381, 923
- Stello, D., Cantiello, M., Fuller, J., et al. 2016, *Nature*, 529, 364
- Strugarek, A., Brun, A. S., & Zahn, J.-P. 2011, *A&A*, 532, A34
- Suijs, M. P. L., Langer, N., Poelarends, A.-J., et al. 2008, *A&A*, 481, L87
- Talon, S. 2008, in *EAS Publications Series*, Vol. 32, *EAS Publications Series*, ed. C. Charbonnel & J.-P. Zahn, 81–130
- Talon, S. & Charbonnel, C. 1998, *A&A*, 335, 959
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2003, *A&A*, 405, 1025
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2004a, *A&A*, 418, 1051
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2004b, *A&A*, 418, 1051
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2005, *A&A*, 440, 981
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2008, *A&A*, 482, 597
- Talon, S., Kumar, P., & Zahn, J.-P. 2002, *ApJ*, 574, L175
- Talon, S. & Zahn, J.-P. 1997, *A&A*, 317, 749
- Talon, S., Zahn, J.-P., Maeder, A., & Meynet, G. 1997, *A&A*, 322, 209
- Tayler, R. J. 1973, *MNRAS*, 161, 365
- Ter Haar, D. 1949, *ApJ*, 110, 321
- Tognelli, E., Prada Moroni, P. G., & Degl’Innocenti, S. 2011, *A&A*, 533, A109
- Torres, G., Ruíz-Rodríguez, D., Badenas, M., et al. 2013, *ApJ*, 773, 40
- Trampedach, R., Stein, R. F., Christensen-Dalsgaard, J., Nordlund, Å., & Asplund, M. 2014, *MNRAS*, 442, 805

- Turck-Chièze, S., Palacios, A., Marques, J. P., & Nghiem, P. A. P. 2010, *ApJ*, 715, 1539
- Urpin, V. A., Shalybkov, D. A., & Spruit, H. C. 1996, *A&A*, 306, 455
- Valle, G., Tognelli, E., Dell’Omodarme, M., Degl’Innocenti, S., & Prada Moroni, P. G. 2015, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 86, 358
- van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2016, *Nature*, 529, 181
- Vardya, M. S. 1960, *ApJS*, 4, 281
- Vogt, H. 1925, *Astronomische Nachrichten*, 223, 229
- von Zeipel, H. 1924, *MNRAS*, 84, 665
- Weber, E. J. & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217
- Xu, Y., Takahashi, K., Goriely, S., et al. 2013, *Nuclear Physics A*, 918, 61
- Zahn, J.-P. 1974, in *IAU Symposium, Vol. 59, Stellar Instability and Evolution*, ed. P. Ledoux, A. Noels, & A. W. Rodgers, 185–194
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115
- Zahn, J.-P., Brun, A. S., & Mathis, S. 2007, *A&A*, 474, 145
- Zahn, J.-P., Talon, S., & Matias, J. 1997, *A&A*, 322, 320
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2009, *A&A*, 508, 1117
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2011, *ApJ*, 727, L22
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99