

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique**

Arrêté ministériel : du 7 Août 2006

Présentée par

**Florian Gallet**

Thèse dirigée par **Jérôme Bouvier**

préparée au sein **l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble**  
et de **l'École doctorale de Physique**

## Modélisation de l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse

Thèse soutenue publiquement le **22 Septembre 2014**,  
devant le jury composé de :

**Mr. Jean-Louis Monin**

Professeur, IPAG, Université Joseph Fourier, Président

**Mme. Ana Palacios**

Astronome Adjoint, LUPM, Université de Montpellier II, Rapporteur

**Mr. Pascal Petit**

Astronome Adjoint, IRAP, Université de Toulouse III, Rapporteur

**Mme. Corinne Charbonnel**

Professeur, OBSGE, Université de Genève, Examinatrice

**Mr. Alessandro Lanzafame**

Chercheur, UNICT, Université de Catane, Examinateur

**Mr. Jérôme Bouvier**

DR1, IPAG, Université Joseph Fourier, Directeur de thèse





# Remerciements

Ça y est cette aventure est enfin finie ! Après trois années de (dur ?) labeur, me voilà en train de rédiger cette partie ô redoutée : les remerciements.

Ce n'est pas facile de se souvenir des petites phrases notées au cours de ce projet et visant à être intégrées ici, sur cette page pour le moment blanche. J'aurais vraiment dû écrire ça directement après ma soutenance...

Je voudrais commencer par remercier mon directeur de thèse, Jérôme, sans qui tous ces travaux n'auraient pu voir le jour. Merci de m'avoir appris le métier de chercheur et de m'avoir donnée la chance de pouvoir faire mes preuves. J'ai conscience que j'ai vraiment eue de la chance de tomber sur un chercheur et sur une personne avec autant de qualités. Grâce à lui j'ai eu l'opportunité de découvrir des pays magnifiques, Brésil, Espagne, Écosse mais surtout d'avoir pu rencontrer des personnes fantastiques : Pascal, Ana, Louis, Corinne, Claudio et Sean avec qui travailler a été un plaisir. J'espère que cette collaboration continuera pendant longtemps. Durant cette thèse j'ai bénéficié d'une très grande liberté qui, je pense, a grandement bénéficié au bon déroulement de cette dernière. Même si je sais que Jérôme était toujours derrière moi pour me soutenir et me guider, j'ai eu l'agréable impression de mener ma propre recherche en autonomie. Pour ces raisons je suis très reconnaissant envers Jérôme.

Je voudrais remercier Ana Palacios et Pascal Petit d'avoir accepté de rapporter cette thèse ainsi que Corinne Charbonnel, Alessandra Lanzafame et Jean-Louis Monin d'avoir participé à mon jury de thèse en tant qu'examineurs. Vos messages d'encouragement m'ont vraiment touché et vos fins commentaires et remarques me seront très utiles dans la suite de ma carrière.

Durant ces trois années à l'IPAG j'ai eu la chance des côtoyer des hommes et femmes, autant scientifique qu'administratif, merveilleux. Je pense notamment à Jonathan (ton cours de licence de mécanique analytique restera gravé dans mon cerveau toute ma vie), POP, Myriam et Nicolas (merci d'avoir été autant disponible pour nous), Marie-Hélène (qui a eu la dure tâche de faire tourner la baraque), Fabienne, Sylvain, Richard, Fred et David (pour votre bonne humeur). Je voudrais également remercier les collègues et amis de galère : Romane, Jacques, Julien, Fabien, Mikhael, Super Fabrice, Antoine, sans oublier Virginie ma super co-bureau. Une thèse, au final, ça forge des liens solides et j'espère tous vous revoir, si ce n'est autour d'une bière, durant une conférence (également autour d'une bière...). Si cette thèse s'est aussi bien passée c'est grâce à vous ! Merci !

Merci également aux jeunes, moins jeunes et jeunes vieux : Justine, Simon, Thomas, Solenn (la fin arrive dans pas longtemps pour certains d'entre vous, muhuhahahaha), Mickael et les deux Alexis !

Un immense merci à la génération juste avant nous : Remi, Jeremy, Vianney, Astrid, Nicolas et Illya ! Vous m'avez montré le chemin à suivre et j'espère avoir été digne de votre héritage ! Grâce à vous j'ai passé la meilleur première année de thèse qu'il soit possible de vivre !

Je remercie du fond de mon coeur ma mère, mon père, ma soeur et mon frère pour m'avoir toujours soutenu dans ce projet de thèse mais aussi de choix de carrière !

Les derniers mots de ces remerciements vont à Amandine qui est entrée dans ma vie au plus dur moment de cette thèse : la rédaction. Grâce à son soutien, sa patience et son amour, cette phase est bizarrement passée très rapidement ! Merci à toi !



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des Figure</b>	<b>v</b>
<b>Liste des Tables</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des notations utilisées</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte observationnel</b>	<b>5</b>
1.1 Période de rotation . . . . .	6
1.1.1 Tache stellaire et photométrie . . . . .	6
1.1.2 Mesure de rotation . . . . .	9
1.1.3 Limitations . . . . .	12
1.2 Contraintes rotationnelles . . . . .	13
1.2.1 Zones de formation stellaire et amas ouverts . . . . .	13
1.2.2 Bins de masse . . . . .	16
1.2.2.1 Choix des bins de masse . . . . .	16
1.2.2.2 Critères statistiques et analyse des distributions . . . . .	20
1.3 Évolution rotationnelle observée . . . . .	21
<b>2 Modèles numériques</b>	<b>25</b>
2.1 Les bases du modèle . . . . .	26
2.1.1 Fonctionnalités . . . . .	27
2.1.2 Approximations/Incertitudes . . . . .	27
2.1.3 Évolution stellaire . . . . .	33
2.2 Modèle paramétrique de l'évolution du moment cinétique . . . . .	36
2.2.1 Mécanismes physiques . . . . .	37
2.2.1.1 Loi de freinage . . . . .	37
2.2.1.2 Découplage coeur/enveloppe . . . . .	48
2.2.1.3 Interaction étoile/disque . . . . .	50
2.2.2 Équations d'évolution . . . . .	53
2.3 Modèle global . . . . .	54

## TABLE DES MATIÈRES

2.3.1	Impact des différents processus physiques sur l'évolution rotationnelle . . . . .	54
2.3.2	Influence des paramètres libres sur l'évolution rotationnelle . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Évolution rotationnelle</b>	<b>67</b>
3.1	Étoile de type solaire : étude de la dépendance temporelle . . . . .	68
3.1.1	Introduction . . . . .	68
3.1.2	Résultats . . . . .	87
3.1.3	Conclusion . . . . .	94
3.2	Étoile de faible masse : étude de la dépendance en masse . . . . .	96
3.2.1	Données observationnelles . . . . .	97
3.2.2	Résultats . . . . .	97
3.2.2.1	Évolution de la vitesse de rotation . . . . .	97
3.2.2.2	Évolution de la rotation différentielle . . . . .	105
3.3	Discussion et implications physiques . . . . .	107
3.3.1	Conditions initiales et régulation par le disque . . . . .	107
3.3.2	Contenu en moment cinétique : découplage coeur enveloppe . . . . .	109
3.3.3	Dynamo stellaire et champ magnétique : paramètre $K_1$ . . . . .	114
3.3.4	Abondance en lithium : évolution et dispersion . . . . .	121
3.3.5	Relation rotation-âge : gyrochronologie . . . . .	123
3.4	Limites du modèle . . . . .	125
3.5	Conclusion . . . . .	129
<b>4</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>131</b>
4.1	Un nouveau modèle d'évolution du moment cinétique . . . . .	132
4.2	Vers une meilleure compréhension de l'histoire rotationnelle des étoiles . . . . .	135
	<b>Bibliographie</b>	<b>148</b>
	<b>Annexes</b>	<b>150</b>
	<b>A Caractéristiques des amas</b>	<b>151</b>
	<b>Abstract</b>	<b>157</b>
	<b>Résumé</b>	<b>158</b>

# Liste des Figures

1.1	Taches stellaires . . . . .	7
1.2	Déformation du disque circumstellaire par le champ magnétique .	8
1.3	Taches stellaires et photométrie . . . . .	9
1.4	Courbes de lumière observées . . . . .	10
1.5	Mesure de vitesse radiale . . . . .	11
1.6	Schéma d'un transit planétaire . . . . .	11
1.7	Distribution de périodes de rotation d'étoiles comprises entre 0.2 et 1.1 $M_{\odot}$ . . . . .	15
1.8	Comparaison de l'évolution des paramètres stellaires principaux en fonction du temps et des bins de masse : 0.8 et 1 $M_{\odot}$ . . . . .	18
1.9	Comparaison de l'évolution des paramètres stellaires principaux en fonction du temps et des bins de masse : 0.5 $M_{\odot}$ . . . . .	18
1.10	Distributions de périodes de rotation des étoiles de 1, 0.8, et 0.5 $M_{\odot}$	20
1.11	Distributions de vitesses de rotation des étoiles de faible masse . .	23
2.1	Schéma synthétique du code JEVOL. . . . .	28
2.2	Impact de la métallicité sur la structure stellaire . . . . .	31
2.3	Comparaison de plusieurs modèles stellaires. . . . .	35
2.4	Évolution des paramètres stellaires principaux en fonction du temps	36
2.5	$B_*/B_{eq}$ vs $P_{rot}$ . . . . .	40
2.6	$f_*$ vs Ro . . . . .	41
2.7	$f_{mod}$ vs Ro . . . . .	42
2.8	Évolution de $\tau_{conv}$ . . . . .	42
2.9	Évolution de $\rho_*$ et $T_{eff}$ en fonction du temps . . . . .	45
2.10	Évolution de $B_*f_*$ , $M_{vent}$ et $\dot{J}$ en fonction de la vitesse de rotation	47
2.11	Évolution rotationnelle avec description physique de l'interaction étoile/disque . . . . .	52
2.12	Évolution libre de la vitesse de rotation pour les étoiles de type solaire	55
2.13	Évolution de la vitesse de rotation avec freinage par vent stellaire	56
2.14	Évolution de la vitesse de rotation avec freinage par vent stellaire et interaction étoile-disque . . . . .	58
2.15	Évolution de la vitesse de rotation avec freinage par vent stellaire, interaction étoile-disque et découplage coeur-enveloppe . . . . .	59
2.16	Impact de $P_{init}$ sur l'évolution rotationnelle . . . . .	61
2.17	Impact de $\tau_{c-e}$ sur l'évolution rotationnelle . . . . .	62
2.18	Impact de $K_1$ sur l'évolution rotationnelle . . . . .	63

## LISTE DES FIGURES

2.19 Impact de $\tau_{disque}$ sur l'évolution rotationnelle . . . . .	64
3.1 Évolution rotationnelle des étoiles de type solaire . . . . .	88
3.2 Impact de $\tau_{ce}$ sur l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire	90
3.3 Rotation différentielle et temps caractéristique de freinage des étoiles de type solaire . . . . .	90
3.4 Moment cinétique spécifique observé et réel pour les étoiles de type solaire . . . . .	92
3.5 Évolution de la vitesse de rupture des étoiles de type solaire . . .	94
3.6 Évolution de la vitesse de rotation d'étoile de 1, 0.8 et 0.5 $M_{\odot}$ . .	100
3.7 Rotation différentielle et temps caractéristique de freinage des étoiles de faible masse . . . . .	101
3.8 Observation de l'émission proche infrarouge du disque . . . . .	109
3.9 Taux de transport du moment cinétique en fonction du temps . .	111
3.10 Temps de couplage en fonction de la vitesse de rotation de l'enve- loppe à la ZAMS . . . . .	112
3.11 Dispersion du champ magnétique à l'âge du Soleil . . . . .	114
3.12 Évolution de $K_1$ en fonction de la masse stellaire . . . . .	115
3.13 Taux de perte de masse mesurés et simulés en fonction de la masse	118
3.14 Évolution de $\dot{J}/I_*$ en fonction du temps et de la vitesse de rotation de surface . . . . .	120
3.15 Évolution de l'abondance de surface en lithium dans les étoiles de type solaire . . . . .	123
3.16 Distributions de périodes de rotation des étoiles de faible masse comparées aux modélisations . . . . .	124
3.17 Distributions synthétiques de périodes de rotation . . . . .	126
3.18 Distributions synthétiques et observées de périodes de rotation . .	127
3.19 Évolution de $K_1$ et $\tau_{c-e}$ en fonction de la masse . . . . .	129



# Liste des Tables

1.1	Liste des amas utilisés dans cette étude . . . . .	14
1.2	Valeurs des paramètres solaires . . . . .	19
2.1	Âge d'amas $< 10$ Myr et leurs incertitudes. . . . .	30
3.1	Paramétrisation des modèles pour les étoiles de type solaire. . . . .	91
3.2	Rayon et moment d'inertie des étoiles de type solaire. . . . .	93
3.3	Amas ouverts dont la distribution de périodes de rotation a été utilisé dans cette étude. . . . .	98
3.4	Paramètres des trois modèles de rotateur. . . . .	99
3.5	Ratio de la figure 3.10. . . . .	113
A.1	Caractéristiques des amas . . . . .	153



# Liste des notations utilisées

## Constantes Solaire

Masse ( $M_{\odot}$ )	$1.989 \times 10^{33} g$
Rayon ( $R_{\odot}$ )	$6.9599 \times 10^{10} cm$
Vitesse de rotation ( $\Omega_{\odot}$ )	$2.87 \times 10^{-6} s^{-1}$
Moment cinétique ( $J_{\odot}$ )	$1.63 \times 10^{48} g.cm^2.s^{-1}$
Moment d'inertie ( $I_{\odot}$ )	$6.411 \times 10^{53} g.cm^2$
Age	$4.5 \times 10^9$ an
Taux de perte de masse ( $\dot{M}_{\odot}$ )	$1.31 \times 10^{12} g.s^{-1}$

## Symboles

J	moment cinétique
I	moment d'inertie
k	rayon de giration
$\Omega$	vitesse de rotation

## Abréviations

PMS	<i>Pre-Main Sequence</i> , pré-séquence principale
ZAMS	<i>Zero-Age Main Sequence</i> , séquence principale d'âge zéro
MS	<i>Main Sequence</i> , séquence principale
AM	<i>Angular Momentum</i> , moment cinétique
SFR	<i>Star Forming Region</i> , zone de formation stellaire
Gyr	<i>Giga year</i> , Milliard d'années
Myr	<i>Mega year</i> , Million d'années



# Introduction

Pour bien comprendre la nature de cette de thèse il est important de définir, dans un premier temps, les différents termes de son sujet. Dans ce manuscrit, la notion de moment cinétique va être largement utilisée. Il est donc nécessaire de décrire cette quantité physique avec le plus de détails possibles pour que le lecteur sache exactement ce dont il va être question ici.

Le moment cinétique, que l'on notera  $J$  dans la suite, est une variable physique définissant la quantité d'énergie contenue dans la rotation à la vitesse  $\Omega$  d'un objet de masse  $M$  et de rayon  $R$ . Son expression est  $J = \mathbf{r} \wedge m\mathbf{v}$  où  $m\mathbf{v}$  est la quantité de mouvement et  $\mathbf{r}$  le vecteur position. Le moment cinétique peut se réécrire  $J = \Omega \times I$ , avec  $I$  le moment d'inertie ( $MR^2$ ) traçant la répartition de la masse, à l'intérieur de l'objet, autour de l'axe de rotation  $\Delta$  de ce dernier. Le moment cinétique a donc pour dimensions celles d'une énergie multipliée par un temps (*Joule*  $\times$  *s*).

Comme cette quantité se conserve en l'absence de toutes interactions externes, une modification du moment d'inertie  $I$  se traduira par une variation de vitesse de rotation  $\Omega$ . Une simple analogie consiste à prendre comme exemple le cas des patineurs artistiques. Sur la glace, lorsque ils entrent en rotation durant une de leurs figures, si ils rapprochent leurs bras de leur corps, i.e., si ils diminuent leur moment d'inertie en confinant leur masse autour de leur axe de rotation, alors leur vitesse de rotation augmentera du fait de cette conservation.

Les étoiles ne sont ni plus ni moins que d'élégantes patineuses en pleine rotation.

Mais si le patineur peut, lui, à tout moment augmenter ou diminuer son moment cinétique, en donnant des impulsions sur la glace ou au contraire en freinant avec ses patins, l'étoile, elle, n'a pas de moyen de le modifier. Dans le cas du Soleil, en faisant l'hypothèse d'une conservation du moment cinétique, cela mène au *paradoxe du moment cinétique*. En effet, dans notre système solaire le Soleil représente plus de 99% de la masse totale, le reste se retrouvant distribué parmi les planètes (dont 71% dans Jupiter). Or, le moment cinétique de ces dernières représente plus de 97% du moment cinétique totale du système solaire, ne laissant que quelques pourcents pour le Soleil.

Au début de sa vie, le moment cinétique du Soleil était 100 à 1000 fois plus important que sa valeur actuelle (Keppens et al. 1995; Bouvier 2008; Denissenkov et al. 2010; Gallet & Bouvier 2013). Quels sont alors les mécanismes responsables de cette immense perte de moment cinétique entre 1 Myr et l'âge actuel de notre

étoile ?

À l’instar des patineurs, les étoiles sont soumises à des interactions externes. Ces interactions vont, en fonction des cas, ajouter ou extraire du moment cinétique à l’étoile. Le principal enjeu de cette thèse a consisté à améliorer les descriptions physiques de ces mécanismes, au sein d’un modèle préexistant dédié à l’étude de l’évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Ceci nous emmène alors à la deuxième notion fondamentale de ce manuscrit : les étoiles de faible masse.

Une étoile de faible masse est un objet stellaire ayant une masse comprise entre  $\approx 0.3 - 1.2M_{\odot}$ . Ces étoiles ont la particularité d’être composées de deux zones distinctes : un coeur radiatif, au centre, entouré d’une enveloppe convective à l’extérieur (Baraffe et al. 1998; Siess et al. 2000; Yi et al. 2001). Ces deux régions sont séparées par une surface que l’on nomme la tachocline (Spiegel & Zahn 1992) et qui semble avoir une importance relativement grande concernant les questions de génération du champ magnétique par effet dynamo (Browning 2008; Jouve et al. 2010; Pinto et al. 2011; Jouve et al. 2011).

Depuis maintenant deux décennies, et grâce à des outils astronomiques de plus en plus performants, nous assistons à un réel entrain concernant les mesures systématiques de période de rotation d’étoiles appartenant à des zones de formation stellaires (e.g. Herbst et al. 2002; Rodríguez-Ledesma et al. 2009, 2010, pour Orion) de moins de 10 Myr ou à de jeunes amas ouverts (e.g. Hartman et al. 2010; Delorme et al. 2011, pour les Pléiades et Praesepe). Cet entrain provient d’une part des astronomes directement concernés par l’évolution rotationnelle des étoiles de faible masse (Kawaler 1988; Collier Cameron & Campbell 1993; Keppens et al. 1995; Collier Cameron et al. 1995; Bouvier et al. 1997; Krishnamurthi et al. 1997; Allain 1998; Stassun & Terndrup 2003; Irwin & Bouvier 2009; Gallet & Bouvier 2013; Bouvier et al. 2013b) mais aussi de la communauté exo-planétaire qui, pour confirmer une détection, a besoin des informations sur la rotation de l’étoile autour de laquelle leur planète se trouve. Aujourd’hui ces données représentent plus de 30000 mesures de périodes de rotation stellaire (dont 34030 sur la séquence principale provenant de la mission *Kepler* (voir McQuillan et al. 2014) et plus de 5000 entre 1 Myr et 1 Gyr (voir Bouvier et al. 2013b, pour une revue complète)) nous fournissant ainsi de très fortes contraintes observationnelles en plus d’un excellent échantillonnage statistique.

L’étude de l’évolution du moment cinétique est un champ complexe où tous les domaines de la physique stellaire trouvent refuge. Le principal ingrédient de cette étude est l’évolution de la structure interne des étoiles, qui depuis 1998 (Baraffe et al. 1998; Siess et al. 2000; Yi et al. 2001) ne cesse d’augmenter en complexité avec maintenant l’ajout de la rotation dans des modèles 2D/3D (e.g. code ESTER (*Évolution STEllaire en Rotation*), c.f. Espinosa Lara & Rieutord 2011; Rieutord & Espinosa 2013; Espinosa Lara & Rieutord 2013). Ces modèles nous donnent l’évolution des paramètres stellaires tels que la température effective, le rayon, la taille des zones radiative et convective ainsi que les rayons de girations de ces deux régions, nécessaire à l’estimation de leur moment d’inertie respectif.

En plus de cette évolution structurelle, les étoiles interagissent magnétique-

ment avec leur milieu extérieur par le biais d'interactions directes (étoile/disque Zanni & Ferreira 2009, 2011, 2013) et indirectes (vent stellaire Kawaler 1988; Matt & Pudritz 2005a, 2007, 2008a,b; Matt et al. 2012b; Gallet & Bouvier 2013). L'étude du champ magnétique, de l'étoile comme du disque, et du taux de perte de masse sont alors plus que nécessaires pour bien contraindre les mécanismes physiques à l'oeuvre. L'utilisation de ces modèles d'évolution de structure interne comme bases pour les pas de temps de nos modélisations nous permet alors de produire des modèles d'évolution rotationnelle complets.

L'évolution du moment cinétique est étudiée depuis le milieu du siècle dernier et a pour origine Schatzman (1959) et Skumanich (1972) pour les mécanismes de freinages (d'un point de vue théorique pour le premier et observationnelle pour le dernier). Néanmoins, il aura fallu attendre les années 80-90 pour voir naître les premiers modèles complets dédiés à l'évolution du moment cinétique avec notamment Keppens et al. (1995), Krishnamurthi et al. (1997) ou Bouvier et al. (1997). Ces modèles vont par la suite se complexifier et s'améliorer avec l'ajout de descriptions de plus en plus réalistes des mécanismes physiques impliqués dans cette évolution, menant aux récents modèles de Reiners & Mohanty (2012) et Gallet & Bouvier (2013).

La structure des modèles de Krishnamurthi et al. (1997) et Bouvier et al. (1997) et très similaire à celle de Gallet & Bouvier (2013) (que nous présenterons ici). Tous trois ont utilisé des considérations physiques semblables concernant la structure interne des étoiles mais des interactions externes de nature différente, notamment celles liées aux processus d'extraction du moment cinétique par les vents stellaires.

Le travail de ma thèse se compose de trois parties. La première consiste à introduire une nouvelle loi de freinage (perte de moment cinétique induit par les vents stellaires) dans un modèle préexistant, dédié à l'étude de l'évolution du moment cinétique d'étoile de faible masse. Pour cela j'ai utilisé les travaux présents dans la littérature, notamment les simulations numériques donnant l'expression du rayon d'Alfvén (en fonction des paramètres stellaires). Nous verrons par la suite que cette quantité joue un rôle majeur dans l'évolution rotationnelle puisqu'elle contrôle le freinage magnétique des surfaces stellaires durant la séquence principale. Comme cette expression dépend du champ magnétique et du taux de perte de masse, j'ai dû adopter des prescriptions particulières dans le but d'obtenir l'évolution de ces quantités en fonction des paramètres stellaires. Dans la deuxième partie j'ai appliqué mon modèle aux étoiles de type solaire ( $M_* = 1 M_\odot$ ), afin de calibrer les différents paramètres libres du modèle. J'ai par la suite étudié la dépendance temporelle de l'évolution du moment cinétique de ces étoiles ainsi que l'impact des paramètres libres et processus physiques sur cette dernière. Dans la troisième partie, j'ai étendu ce modèle aux plus faibles masses ( $M_* = 0.5 - 0.8 M_\odot$ ) avec comme objectif d'étudier la dépendance en masse des mécanismes que nous avons considéré dans cette étude.





# Chapitre 1

## Contexte observationnel

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Période de rotation</b>	<b>6</b>
1.1.1	Tache stellaire et photométrie	6
1.1.2	Mesure de rotation	9
1.1.3	Limitations	12
<b>1.2</b>	<b>Contraintes rotationnelles</b>	<b>13</b>
1.2.1	Zones de formation stellaire et amas ouverts	13
1.2.2	Bins de masse	16
1.2.2.1	Choix des bins de masse	16
1.2.2.2	Critères statistiques et analyse des distributions	20
<b>1.3</b>	<b>Évolution rotationnelle observée</b>	<b>21</b>

---

Ce premier chapitre a pour but de contextualiser, d'un point de vue observationnel, les connaissances acquises concernant l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. L'étude de cette dernière repose principalement sur les mesures de périodes de rotation utilisées ici comme contraintes pour les modèles numériques. La technique employée pour obtenir ces périodes a donc une importance capitale et est présentée dans cette partie. Le choix des amas d'étoiles, qu'ils soient très jeunes comme les zones de formation stellaire ou plus âgés comme les amas ouverts, va très fortement contraindre la forme des trajets rotationnels que les modèles numériques devront reproduire. Leur sélection ainsi que la détermination des bins de masse par la suite utilisés sont également décrits dans cette partie. Enfin, les trajets rotationnels observés des étoiles de faible masse sont décrits, et une première esquisse de l'évolution du moment cinétique est proposée.

## 1.1 Période de rotation

Les modèles numériques dédiés à l'évolution du moment cinétique reposent essentiellement sur les périodes de rotation. En les mesurant sur des étoiles appartenant à différentes zones de formation stellaire et amas ouverts entre la pré-séquence principale (PMS) et la séquence principale (MS), soit entre  $\approx 1$  million d'années (Myr) et 10 milliard d'années (Gyr), il est possible de contraindre très fortement les trajets rotationnels de ces étoiles au cours du temps. Même si les mesures de profil de rotation interne des étoiles géantes commencent à fournir de précieux indices concernant l'évolution rotationnelle stellaire (Deheuvels et al. 2012), les mesures de périodes de rotation représentent pour le moment le seul diagnostic observationnel que nous possédons pour étudier l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. L'une des caractéristiques de ces mesures est de fournir directement la période de rotation stellaire. Le taux de rotation est alors obtenu sans incertitude sur l'inclinaison des objets observés, qui n'est souvent pas connue, contrairement aux mesures de vitesse radiale. En effet, ces dernières ne fournissent que les informations sur le produit de la vitesse de rotation à l'équateur et l'inclinaison  $i$  de l'objet, soit  $v \sin i$ . Le principe est relativement simple puisqu'il consiste à mesurer la période de rotation de l'étoile à partir de la modulation rotationnelle du flux stellaire par les taches de surface.

### 1.1.1 Tache stellaire et photométrie

Bien qu'il ne soit pas possible de résoudre directement la surface d'étoile autre que celle de notre Soleil, de nombreuses observations indiquent la présence de taches sombres à la surface d'étoiles froides (i.e. de type spectral plus tardif que F6 et possédant une zone convective externe, Berdyugina 2005). Lors de fortes périodes d'activité magnétique, la surface des étoiles, et notamment celle de notre Soleil, se couvre de taches sombres. Ces taches, d'une taille variable mais de l'ordre de  $10^6$  m pour le Soleil, sont produites par l'émergence de tubes de champ magnétique au travers de la photosphère stellaire. Comme on peut le voir sur la figure 1.1 (*Droite*), la structure de ces taches est constituée d'une zone sombre centrale : l'ombre, entourée d'une zone plus claire : la pénombre. Au sein de ces taches le champ magnétique est si intense (jusqu'à plusieurs kG localement) qu'il fige la convection de la matière dans laquelle il se propage. La température de cette zone va alors chuter rapidement pour atteindre des températures de l'ordre de 500 K (pour l'ombre) à 2000 K (pour la pénombre). Cet aspect sombre s'explique par l'équilibre entre la pression cinétique dans la photosphère calme (i.e. non magnétisée,  $\approx 3500 - 6000$  K pour les étoile F-G-K) et la somme des pressions magnétique et cinétique dans la tache. En effet, comme la tache est plus froide que la photosphère calme, le flux émis par son centre sera égal à 20 – 30% de celui émis par cette dernière. À la surface du Soleil, ces taches sont la plupart du temps regroupées par paires et alignées approximativement selon la direction Est-Ouest ? Elles évoluent assez rapidement (formation, décroissance de l'intensité du champ, disparition) et ont une durée de vie allant de quelques heures à plusieurs mois. En plus de cette évolution temporelle, les taches solaire ont tendance à migrer de

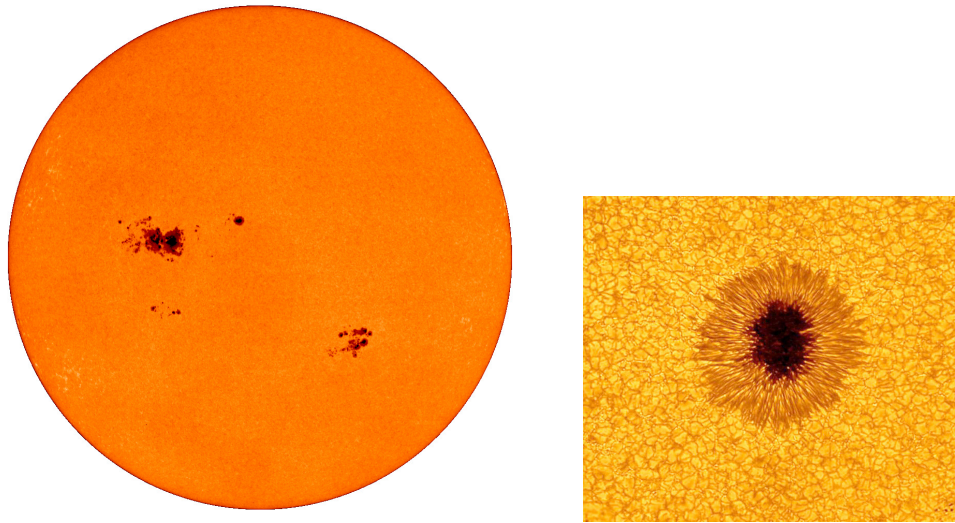


FIGURE 1.1 – *Gauche* : Tache magnétique à la surface du Soleil. *Droite* : Forme d'une/ Zoom sur une tache solaire.

leur zone de formation (généralement  $< 40^\circ$ ) en direction de l'équateur.

La Fig. 1.1 (*Gauche*) montre la surface du Soleil en présence de zones actives. L'existence de ces taches de surface, dans le cadre de l'étude de l'évolution du moment cinétique, va être ici très utile puisqu'elles auront comme effet de moduler l'émission photométrique de l'étoile selon une périodicité égale à la période de rotation stellaire.

La photométrie d'une étoile est la mesure de la quantité de photons, ou flux, générée par celle-ci au cours du temps. Ces photons sont produits dans l'intérieur stellaire par le biais de mécanismes relativement complexes, tels que le mécanisme de Kelvin-Helmholtz ou les réactions nucléaires, agissant durant toute la vie de l'étoile. Le flux est, par définition, relié à la luminosité de l'étoile (qui représente la quantité totale d'énergie rayonnée par unité de temps). Cette quantité est intrinsèquement reliée aux caractéristiques de l'étoile et contribue à définir la classe spectrale dans laquelle elle se trouve. La luminosité stellaire évolue naturellement au cours du temps, suivant les modifications de structure interne et les changements de température effective. Cette évolution étant très lente, il est aisé de la considérer comme négligeable au vue des durées caractéristiques de mesure (quelques heures) et d'étude (dizaine d'années) réalisées jusqu'alors dans tous les domaines de l'astronomie confondus.

Néanmoins, on observe des fluctuations non négligeables dans le flux photométrique de nombreuses étoiles sur des temps caractéristiques allant de la fraction d'heure jusqu'à plusieurs jours. Ces variations photométriques sont alors associées à des phénomènes physiques externes à l'évolution structurelle de l'étoile. Leur origine est multiple mais il est maintenant assez clair que la présence de taches de surface des ces étoiles est, en partie, responsable de cette modulation dans les étoiles de type TTauri (Bouvier et al. 1993).

L'impact de la géométrie des disques circumstellaires pourrait également, dans des configurations magnétiques spécifiques de l'étoile, occulter la surface de celle-ci d'une manière périodique. Lorsque le champ magnétique de l'étoile n'est pas aligné avec son axe de rotation (c'est le cas de nombreuses étoiles jeunes, notamment AA Tau Bouvier et al. 2013a) celui-ci va interagir et modifier la structure géométrique du bord interne du disque de matière. On voit très clairement cet effet dans la figure 1.2 qui nous montre l'impact sur la structure du disque d'un champ magnétique axisymétrique, dipolaire, et formant un angle  $\alpha$  avec l'axe de rotation de l'étoile. La structure du disque se voit alors grandement perturbée du fait de la formation de colonne d'accrétion entre les parties internes de ce dernier et les pôles magnétiques de l'étoile. Dans certaines conditions, notamment quand le

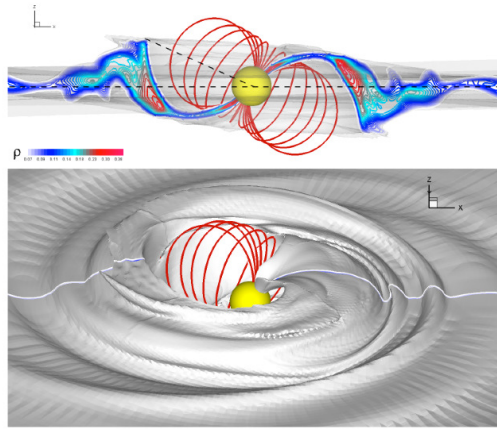


FIGURE 1.2 – Simulation 3D de la déformation du disque par l'effet du champ magnétique. Crédit Romanova et al. (2013).

système étoile/disque est vu presque par la tranche, l'occultation de l'étoile par cette déformation, du fait de la rotation Képlérienne du disque interne, peut-être périodique.

Pour faire la différence entre une modulation due à la présence d'une tache stellaire et celle induite par l'occultation de l'étoile par son disque, il est nécessaire de déterminer l'inclinaison  $i$  de l'étoile. Soit  $P_{rot}$  la période mesurée, exprimée en jours,  $v_{eq} \sin i$  la vitesse équatoriale projetée en  $km/s$ , et  $R_*$  la rayon de l'étoile en unité de rayon solaire, alors (c.f. Artemenko et al. 2012)

$$\sin i = 0.0195 P_* v_{eq} \sin i / R_* \quad (1.1)$$

que l'on obtient en utilisant les équations  $P_{rot} = 2\pi/\Omega_*$  et  $\Omega_* = v_{eq}/R_*$ . Le facteur  $0.0195 = 24 \times 3600 / (R_\odot * 2\pi)$  avec  $R_\odot$  le rayon du Soleil en kilomètre. Si la modulation du flux photométrique de l'étoile est produite par l'effet de taches de surface possédant la même rotation que l'étoile (i.e.  $0.0195 P_* v_{eq} / R_* = 1$  et  $\sin i \leq 1$ ) alors  $\sin i \leq 1$ . Au contraire si cette modulation est le fruit de l'occultation de l'étoile par le disque alors  $\sin i > 1$ .

Alors que le signal produit par l'occultation de l'étoile par le disque sera relativement complexe, car combinant l'émission propre de l'étoile et celle du disque

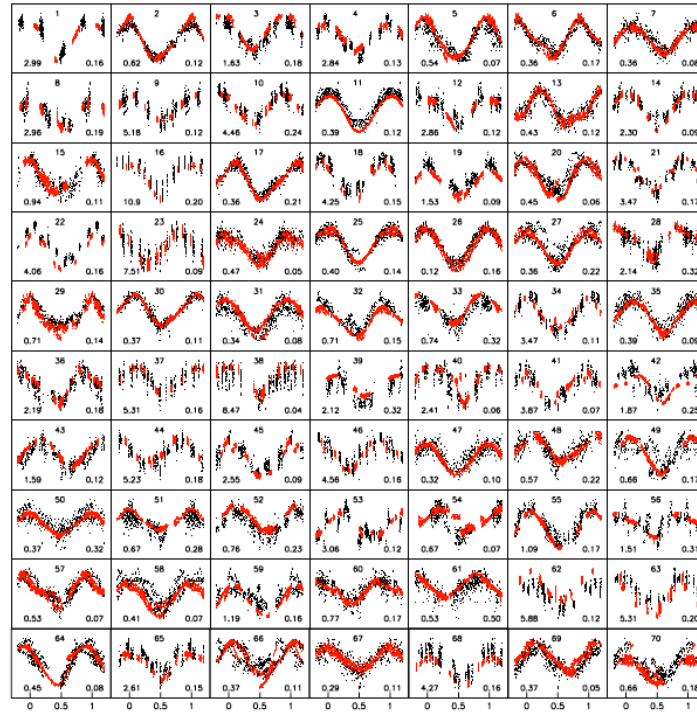


FIGURE 1.3 – Exemple de courbes de lumière mis en phase provenant des étoiles candidates de l’amas h Per à 13 Myr (points rouges : CFHT, points noirs : Maidanak). Le numéro des objets est donné dans chaque panneau (en haut) tout comme la période (en jours, en bas à gauche) et l’amplitude des signaux (en magnitude, en bas à droite). Les courbes de lumières sont ordonnées par puissance fréquentielle décroissante. Les mesures ont été effectuées dans l’infrarouge. Crédit Moraux et al. (2013).

lors d’observations dans la bande I (infrarouge, 800-900 nm), le signal que produira le passage d’une tache stellaire à la surface d’une étoile, sur notre ligne de visée, sera au contraire une simple modulation de la quantité de photon nous parvenant. En effet, les taches stellaires n’ayant pas d’émission propre, elles diminueront simplement la photométrie de l’étoile. La figure 1.3 montre le type de signal que l’on pourrait obtenir en observant une étoile dans la bande I ( $\approx 900$  nm, pour le CFHT et Maidanak) lorsque sa surface présente des taches.

### 1.1.2 Mesure de rotation

Comme nous l’avons vu dans la partie précédente, la présence de taches stellaires à la surface des étoiles produit une modulation périodique de leur flux photométrique. En mesurant cette modulation il est possible de remonter à la période de rotation stellaire. Pour cela, des algorithmes comme le “Lomb-Scargle periodogram” (Zechmeister & Kürster 2009), utilisé pour rechercher des modulations quasi-périodiques dans les courbes de lumière obtenues après campagne

d'observation (voir la figure 1.4 *Haut* pour un exemple de courbe de lumière), sont nécessaires. Ces algorithmes produisent un périodogramme (voir la figure 1.4

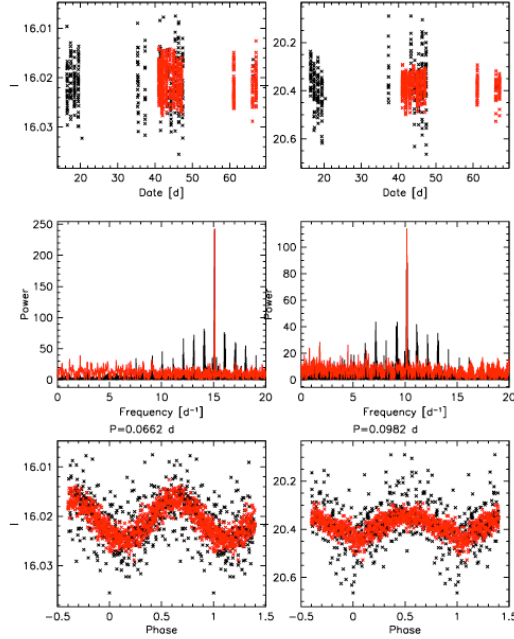


FIGURE 1.4 – *Haut* : Exemple de courbes de lumières mesurées pour deux membres (*Gauche* : HPer-215 avec une période de 0.06626 jours ; *Droite* : HPer-513 avec une période de 0.09827 jours) de l’amas h Per (points rouges : CFHT, points noirs : Maitanak). *Milieu* : puissance fréquentielle obtenue après transformé de Fourier directe (rouge) et périodogrammes (noir). *Bas* : La courbe de lumière précédente repliée en phase avec la période la plus probable (rouge : CFHT, noir : Maitanak). Crédit Moraux et al. (2013).

*Milieu*) donnant la puissance fréquentielle de chaque période pour une courbe de lumière donnée. Celle avec la plus grande probabilité sera la période de rotation de l’étoile. La précision sur ce type de mesure est de l’ordre de  $\delta P_{rot} = \delta \nu \times P_{rot}^2$  avec  $\delta \nu \approx (1/2\pi)^2$  (Moraux et al. 2013). Le principal avantage de cette technique est qu’elle est indépendante de l’inclinaison de l’étoile par rapport à la ligne de visée, contrairement aux mesures de vitesse radiale qui évaluent le décalage Doppler des raies spectrales d’une étoile pour en estimer la vitesse de rotation. Cette dernière technique, largement utilisé dans la recherche d’exo-planètes, ne donne en effet que la quantité  $v_e \sin i$ , avec  $v_e$  la vitesse de rotation équatoriale de l’étoile et  $i$  son inclinaison par rapport à l’axe de visée (voir Fig. 1.5). En utilisant les taches stellaires on obtient ainsi directement la période de rotation de l’étoile.

Une des techniques utilisées pour la recherche d’exo-planètes autour d’étoiles de séquence principale (entre 1 et 10 Gyr, c.f. *exoplanet.eu*) est la méthode des transits. Cette méthode se base sur l’occultation de l’étoile par une planète orbitant autour d’elle (voir Fig. 1.6). Le passage de la planète sur la ligne de visée produit une baisse, très légère, de la luminosité de cette dernière. Le problème se pose

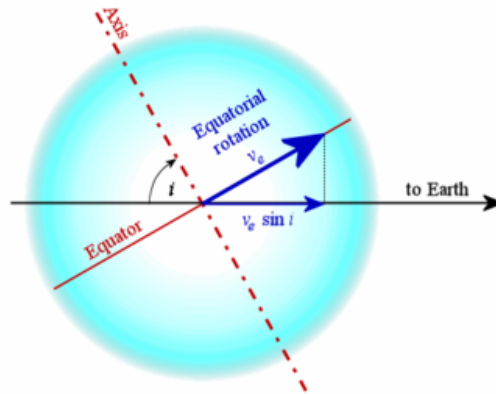


FIGURE 1.5 – Schéma de la mesure de vitesse radiale

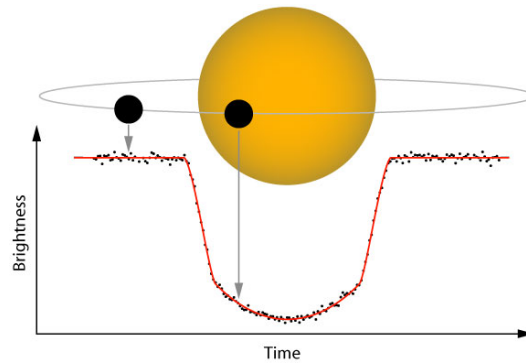


FIGURE 1.6 – Schéma d'un transit planétaire.

alors de différencier l'origine de cette variation de luminosité, pouvant être produite par une planète ou par la présence d'une tache stellaire comme nous l'avons vu plus haut. Dans le cas où l'étoile serait vue par la tranche (i.e. avec un angle d'inclinaison  $i = 90^\circ$ ), une tache ou une planète produiraient presque le même signal. L'étude de l'évolution des taches stellaires est alors cruciale pour réduire les fausses détections lors de recherche d'exo-planète, ou du moins pour discriminer l'origine de cette modulation. Les signaux induits par les transits planétaires sont généralement plus rapides (mais peuvent atteindre des périodes relativement longues comme par exemple la planète CoRot-9 b mesurée avec une période de 95 jours Deeg et al. 2010) que la rotation propre de l'étoile (plusieurs dizaines de jours, pour le Soleil  $P_{rot} \approx 25$  jours en moyenne). De plus, leurs formes sont généralement différentes de celles produites par les taches stellaires (notamment les parties extérieures c.f. figure 1.6 sont plus *abruptes*) et observables dans des longueurs d'ondes différentes (généralement dans le visible, mais aussi dans les bandes U et B).

Finalement, grâce à cette méthode de mesure relativement simple, au peu de moyens nécessaires et à l'entrain général que les mesures de périodes de rotation suscitent dans la communauté astrophysique, nous possédons actuellement plus

de 5000 estimations de taux de rotation d'étoiles appartenant à des zones de formation stellaire et à de jeunes amas ouverts compris entre 1 Myr et 1 Gyr (Bouvier et al. 2013b), et plus de 30 000 sur la séquence principale grâce à la mission *Kepler* (McQuillan et al. 2014).

### 1.1.3 Limitations

Bien que les données récoltées durant les programmes d'observations sont de très bonne qualité, les distributions de périodes de rotation résultantes souffrent de certaines limitations. Ces dernières dépendent des stratégies d'observation, de réduction et d'analyse des données tels que la contamination de l'amas étudié par des étoiles ne lui appartenant pas (e.g. étoiles du champ) affectant sa distribution rotationnelle dans son ensemble et à toutes les masses. Le récent lancement de l'observatoire spatial GAIA (*Global Astrometric Interferometer for Astrophysics*) ajoutera dans le futur (GAIA a été lancé le 19 Décembre 2013) des contraintes très fortes sur le mouvement propre stellaire, qui est notamment utilisé pour déterminer l'appartenance des étoiles à un amas, ce qui améliorera significativement la qualité des données.

Une tache stellaire n'est pas un objet fixe, mais au contraire évolue au cours du temps : migration vers l'équateur magnétique, durée de vie limitée, évolution de luminosité, etc. Ces variations, susceptibles de tracer la présence d'une tache stellaire à la surface d'une étoile, sont autant de mécanismes capables d'altérer le résultat des algorithmes de recherche de périodes de rotation. En effet, des harmoniques de la vraie période de rotation peuvent être identifiés comme étant celle de l'étoile. Si la tache possède une durée de vie inférieure à la durée de la rotation de l'étoile, les mesures seront incomplètes et les algorithmes ne seront pas capables de reproduire correctement les observations. De même, si la tache possède un temps caractéristique de migration plus important que celui effectué par l'étoile pour faire une rotation complète (i.e.  $P_{rot}$ ), la période de rotation ne pourra pas être estimée correctement. En effet, à cause de la rotation différentielle de surface (Donati & Collier Cameron 1997) qui s'établit dans les étoiles de faible masse (e.g. pour le Soleil la période de rotation évolue de 24 jours à l'équateur à plus de 30 jours aux pôles), la modulation de la luminosité stellaire évoluera vers des périodes plus courtes, en supposant une rotation différentielle de type solaire, lorsque la tache migrera vers l'équateur magnétique.

L'estimation de la période elle-même peut être affectée par l'incomplétude de la mesure due à des temps d'observation limités. Certaines étoiles possèdent des rotations extrêmement lentes ( $P_{rot} > 100$  jours). Pour ces étoiles, la durée des observations est bien évidemment inférieur à leur période de rotation. En l'absence de mesure de rotation complète, des harmoniques de la vraie période peuvent être obtenues par les algorithmes d'analyse et ainsi attribuer à l'étoile une rotation plus ou moins rapide.

De fausses estimations peuvent survenir en raison du bruit statistique dans les données, par de trop faibles amplitudes de modulation du signal photométrique, et par la présence de plusieurs taches à la surface de l'étoile produisant des périodes de rotation plus courtes que celles attendues



Ces effets sont indépendants de la qualité des données et seul un bon algorithme statistique peut réduire leur impact sur les distributions. En raison de l'absence d'informations sur chaque étoile composant l'amas, certaines d'entre elles peuvent se trouver dans des systèmes binaires, impliquant un excès de courtes périodes de rotation en raison de la rotation synchronisée à l'orbite du système.

## 1.2 Contraintes rotationnelles

Maintenant que la méthode de mesure a été expliquée dans la partie précédente, nous allons nous intéresser aux périodes de rotation mesurées lors des différentes campagnes d'observation réalisées ces dernières décennies. Ce que nous appelons "contraintes rotationnelles" sont les contraintes phénoménologiques imposées par les mesures de périodes de rotation sur l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Ces mesures sont primordiales car elles vont être utilisées comme contraintes pour les modèles paramétriques que nous allons employer pour modéliser cette évolution, et donc cadrer les différents mécanismes physiques impliqués dans ce problème. L'étude préliminaire de ces mesures est très utile pour dresser une première esquisse de l'évolution de la vitesse de rotation et du moment cinétique des étoiles de faible masse.

### 1.2.1 Zones de formation stellaire et amas ouverts

Dans le but de comparer les modèles d'évolution du moment cinétique aux observations, nous avons utilisé les distributions de périodes de rotation mesurées pour des étoiles de faible masse provenant de 18 zones de formation stellaire et jeunes amas ouverts entre 1 Myr (pour l'amas de la nébuleuse d'Orion, abrégé ONC) et 1 Gyr (pour l'amas NGC 6811), voir Table 1.1.

Une zone de formation stellaire est une région galactique dans laquelle se trouvent principalement des objets stellaires très jeunes. Ces objets se seraient vraisemblablement formés des suite de la fragmentation d'un nuage moléculaire. Initiées par des turbulences gravitationnelles (onde de pression dans les bras spiraux, chocs créés par une supernova) ces surdensités de matière au sein de ces nuages vont former des coeurs pré-stellaire qui par la suite donneront peut-être un jour naissance à des étoiles. Ces dernières, d'un âge compris entre 1 Myr et 10 Myr, sont supposées, lorsqu'elles appartiennent au même amas, avoir le même âge et les mêmes compositions chimiques. Elles ont aussi la particularité d'être entourées d'un disque circumstellaire constitué de poussière et de gaz, possédant une durée de vie maximale d'environ 10 Myr (Wyatt 2008; Bell et al. 2013), et dans lequel les planètes vont potentiellement se former.

Un amas ouvert est un amas d'étoiles regroupant jusqu'à plusieurs milliers d'objets formés au sein du même nuage moléculaire, et reliés entre eux par la gravitation. Ces étoiles sont, quant à elles, plus évoluées que dans le cas des zones de formation stellaire et ont des âges supérieurs à 30 Myr. Ces amas n'ont seulement été détectés que dans les galaxies spirales et irrégulières, dans lesquelles une formation stellaire active est en cours. Du fait de leur faible luminosité ils ne

TABLE 1.1 – Liste des zones de formation stellaire et amas ouverts utilisés dans cette étude.

Amas	Âge (Myr)	Réf.
ONC	1.5	1
NGC 6530	2	2
NGC 2264	3	3
Cep OB3b	4	4
NGC 2362	5	5
h Per	13	6
NGC 2547	35	7
IC 2391	50	8
$\alpha$ Per	80	8
Pleiades	125	9
M 50	130	10
M 35	150	11
NGC 2516	150	12
M 34	220	13
M 37	550	14
Praesepe	580	15
Hyades	625	16
NGC 6811	1000	17

Références : (1) Rodríguez-Ledesma et al. (2009); (2) Henderson & Stassun (2012); (3) Cieza & Baliber (2007); (4) Littlefair et al. (2010); (5) Irwin et al. (2008a); (6) Moraux et al. (2013); (7) Irwin et al. (2008b); (8) Irwin et Bouvier; (9) Hartman et al. (2010); (10) Irwin et al. (2009); (11) Meibom et al. (2009); (12) Irwin et al. (2007); (13) Meibom et al. (2011b); (14) Hartman et al. (2009); (15) Agüeros et al. (2011)+Delorme et al. (2011); (16) Delorme et al. (2011); (17) Meibom et al. (2011a).

sont observables que dans notre Galaxie, où ils se situent dans le plan galactique, et dans les galaxies proches : les deux Nuages de Magellan et la galaxie d'Andromède. Leur formation étant très rapide comparée à leur durée de vie (quelques 100 Myr à quelque Gyr), toutes les étoiles d'un même amas sont également supposées avoir le même âge et la même composition chimique. À cause d'interactions externes comme par exemple avec des nuages moléculaires passant à proximité, les étoiles composant un amas ouvert vont rapidement *s'échapper*.

Au vu de leur âge assez différent, ces deux types de régions fournissent de très fortes contraintes complémentaires sur l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. La figure 1.7 présente les distributions de périodes de rotation de chaque amas (voir la Table 1.1 et l'annexe A pour plus d'information sur les amas utilisés dans cette étude) pour des masses comprises entre 0.2 et 1.1  $M_{\odot}$ . Les panneaux sont ordonnés par âge croissant, de haut en bas et de gauche à droite. Comme on peut le voir, la plupart de ces amas possèdent un nombre de mesures de périodes de rotation assez bien réparties en masse (notamment ONC à 1 Myr,

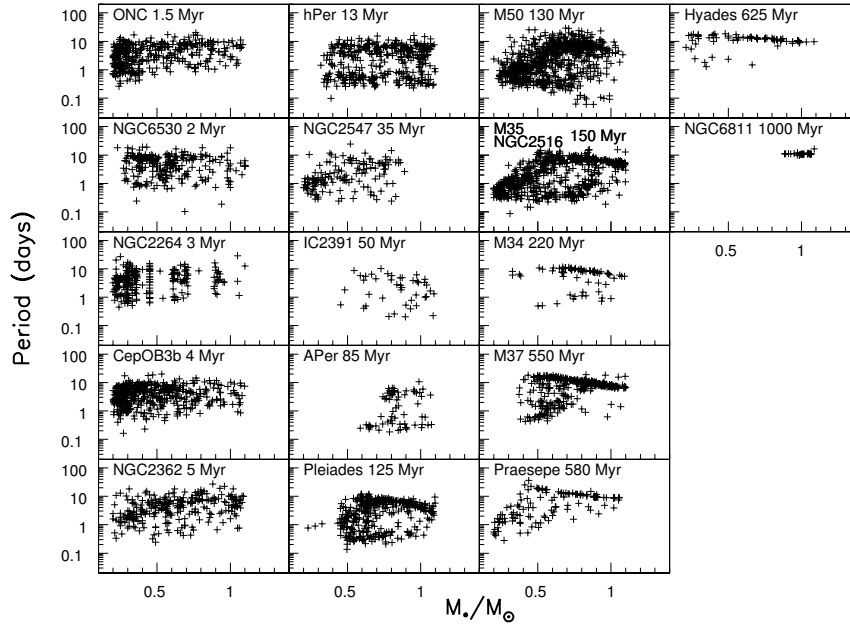


FIGURE 1.7 – Distribution de périodes de rotation d'étoiles comprises entre  $0.2$  et  $1.1 M_{\odot}$  provenant de zones de formation stellaire et jeunes amas ouvert. Les panneaux sont ordonnés par âge croissant, de haut en bas et de gauche à droite. Les références pour chaque amas sont contenues dans la Table 1.1.

M50 à 130 Myr, et M35/NGC 2515 à 150 Myr). L'échantillonnage temporel est lui aussi très bon puisque toutes les phases de l'évolution stellaire entre la ligne de naissance et la séquence principale sont représentées dans cette figure.

La figure 1.7 nous montre que les amas les plus jeunes (ONC à 1.5 Myr et NGC 2530 à 2 Myr) possèdent une dispersion initiale de leur distribution de périodes de rotation relativement grande. Pour ONC cette dispersion s'étend de  $\approx 0.1$  à 10 jours pour les étoiles de  $0.2 M_{\odot}$  et de 1 à 10 jours pour les étoiles plus massives. On retrouve globalement cette même tendance, i.e., une distribution plus étendue vers les plus faible masse, pour les amas plus âgés mais inférieur à 10 Myr.

Cette dispersion initiale de périodes de rotation se traduit également, pour ces étoiles, par une dispersion initiale du moment cinétique. Son origine n'est pour le moment pas connu. Néanmoins elle sera prise comme condition initiale dans la paramétrisation de nos modèles.

De plus, ces jeunes amas ne montrent pas de structure particulière de leur distribution en fonction de la masse et semblent être presque uniformes avec toutefois une tendance pour les étoiles de faible masse à être légèrement plus étendues que pour celles plus massives. Cette différence pourrait se traduire par des mécanismes physiques, s'appliquant notamment durant la phase enfouie, dépendants de la masse. Malheureusement, durant cette phase ces étoiles sont enveloppées à l'intérieur d'une couche de poussière très opaque, les rendant ainsi impossible à observer notamment dans l'infrarouge.

Alors que les zones de formation stellaire les plus jeunes semblent avoir une distribution presque uniforme de leur période de rotation entre 1 et 10 jours, les distributions des plus vieux amas ouverts de notre ensemble de données ( $> 600$  Myr), quant à eux, semblent quasiment piquer autour de 10 jours pour les étoiles supérieures à  $0.8 M_{\odot}$  et autour de 20 jours pour les étoiles de plus faible masse. Pour les amas d'un âge plus modéré, entre 10 et 100 Myr, une bi-modalité dans les taux de rotation apparaît. C'est le cas, par exemple, de h Per à 13 Myr où deux périodes de rotation dominantes peuvent être extraites : 0.5 et 5 jours. Pour ces amas de fin de PMS - début de MS, il existe encore une grande dispersion dans les distributions. Néanmoins, ces dernières ne semblent pas dépendre de la masse et montrent une certaine uniformité. Finalement, les amas mi-MS (120-600 Myr) présentent deux régimes d'évolution. Alors que les périodes de rotation des étoiles supérieures à  $0.8 M_{\odot}$  semblent converger vers le schéma exposé par les vieux amas de la MS, les taux de rotation des étoiles de masse inférieure paraissent rétablir une distribution quasi-uniforme comme celle vue pour les étoiles du début de la phase de pré-séquence principale.

Cette évolution des distributions de périodes de rotation au cours du temps et en fonction de la masse suggère alors que l'évolution du moment cinétique va également dépendre de ces deux quantités.

Le but de cette étude est d'analyser l'évolution du moment cinétique, par le biais de l'évolution de la vitesse de rotation, des étoiles de faible masse. Pour étudier son évolution temporelle il est nécessaire de sélectionner, dans la figure 1.7, des bins de masse spécifiques

## 1.2.2 Bins de masse

En étudiant l'évolution globale du moment cinétique, i.e. entre 1 Myr et 10 Gyr, il est impossible de traiter chaque étoile comme objet caractéristique. Contrairement aux études se basant sur une étoile en particulier, avec des propriétés physiques bien définies, ici, c'est au contraire les amas eux mêmes que l'on considère comme objet. Ces derniers étant des échantillons regroupant plusieurs centaines d'étoiles, la nature de cette étude sera statistique.

Toute la subtilité de cette analyse réside alors dans le choix des différentes masses que nous allons étudier et pour lesquelles des trajets rotationnels seront tracés.

### 1.2.2.1 Choix des bins de masse

Dans un premier temps, et dans le but de calibrer notre modèle, nous avons sélectionné les étoiles de type solaire. Le Soleil étant l'étoile la plus proche de nous, et donc la plus étudiée, il fournit des contraintes extrêmement fortes sur l'évolution rotationnelle de ce type d'objet. L'hypothèse sous-jacente est que le Soleil est le meilleur représentant des étoiles de type solaire dans le sens où l'évolution des étoiles de  $1 M_{\odot}$  doit forcément reproduire les caractéristiques du Soleil : perte de moment cinétique, perte de masse, champ magnétique et vitesse de rotation.

Le but de ces travaux est aussi d'étudier la dépendance en masse des mécanismes physiques. Pour cela nous avons étendu notre modèle, dédié aux étoiles de type solaire, aux étoiles moins massives, 0.8 et 0.5  $M_{\odot}$ , avec comme objectif de reproduire leur évolution temporelle respective pour finalement obtenir la dépendance en masse des différents mécanismes physiques et paramètres libres de notre modèle.

La masse des étoiles a été estimée, après interpolation linéaire, en utilisant les valeurs des intensités stellaires dans les bandes V, B et I (et leurs combinaisons, i.e., B-V, V-I) et les isochrones de Siess et al. (2000), calculés à chaque âges des amas. Pour exprimer la magnitude absolue d'une étoile  $M_{abs} = m_{obs} - 5 \log D_{pc} + 5 - A$  à partir de sa magnitude apparente  $m_{obs}$ , il est nécessaire de bien contraindre sa distance  $D_{pc}$  (exprimée en parsec, 1 parsec  $\approx 3.26$  année lumière  $\approx 3 \times 10^{13}$  km) et son absorption (ou extinction) interstellaire  $A$  (exprimé en magnitude). Dans la bande V, cette dernière quantité peut-être calculée à l'aide de l'extinction visuelle  $A_V$ , définit comme la différence entre la magnitude réelle de l'astre et celle observée, et du rougissement  $E(B-V)$  correspondant à la différence de l'indice de couleur B-V réelle de l'étoile et celle effectivement mesurée. Ces deux quantités sont reliées par  $A_V = 3.1E(B - V)$ , avec le facteur 3.1 dépendant de la taille moyenne des grains de poussière traversés par la lumière de l'étoile pour arrivée jusque dans nos détecteurs. Notons que ces relations ne sont valables que dans le système photométrique Johnson-Cousin. De ce fait, les magnitudes observées fournis dans la littérature ont dans un premier temps été transformées dans ce système photométrique (notamment les magnitudes exprimées dans le système SDSS : *Sloan Digital Sky Survey*).

Nous avons également choisi des bins de masse de largeur 0.2  $M_{\odot}$ , principalement dans le but d'avoir plus de matériel statistique pour chaque masse. De plus, dans le cas des étoiles de 1 et 0.8  $M_{\odot}$ , l'évolution de la structure interne des étoiles de 0.9 et 1.1  $M_{\odot}$  (figure 1.8 *gauche*) et celles de 0.7 et 0.9  $M_{\odot}$  (figure 1.8 *droite*) est très proche respectivement de l'évolution des étoiles de 1 et 0.8  $M_{\odot}$ . Il existe cependant des différences de températures effectives à l'intérieur de ces deux bins de masse. Néanmoins, elles n'auront pas d'impacts singuliers sur les résultats. Les étoiles de 0.4 et 0.6  $M_{\odot}$  quant à elles partagent des évolutions de température effective et luminosité comparables à celles d'une étoile de 0.5  $M_{\odot}$ . Par contre, comme on peut le voir dans la figure 1.9, la taille du coeur et sa masse ne se développent pas de la même façon entre ces trois masses. Cela pose un problème car le moment d'inertie du coeur n'évoluera donc pas de la même façon. Ceci représente alors une forte limite aux résultat de l'extension de notre modèle aux plus faible masse puisque les étoiles de 0.4 et 0.6  $M_{\odot}$  ne suivront pas nécessairement l'évolution rotationnelle des étoiles de 0.5  $M_{\odot}$ .

### 0.9 - 1.1 $M_{\odot}$

Pour les étoiles de type solaire nous avons choisi un bin de masse compris entre 0.9 et 1.1  $M_{\odot}$ . Le Soleil fournit de très fortes contraintes sur les mécanismes physiques puisque son âge et la précision sur sa mesure de période de rotation en

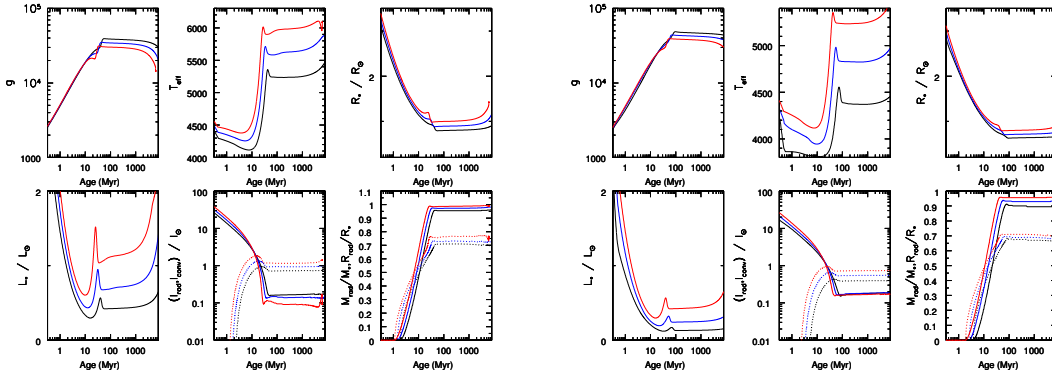


FIGURE 1.8 – Comparaison de l'évolutions des paramètres stellaires principaux (exprimés en unité solaire) donnés par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour *gauche* : 0.9-1-1.1  $M_\odot$  (respectivement en noir, bleu, rouge) ; *droite* : 0.7-0.8-0.9  $M_\odot$  (respectivement en noir, bleu, rouge). *Panneaux du haut, de gauche à droite* : rayon stellaire, moment d'inertie total, moment d'inertie du coeur. *Panneaux du bas, de gauche à droite* : moment d'inertie de l'enveloppe convective, rayon du coeur et mass du coeur.

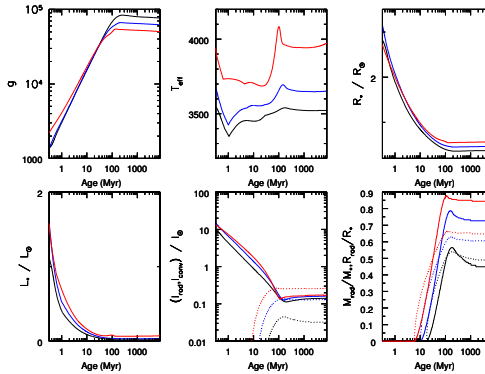


FIGURE 1.9 – Comparaison de l'évolution des paramètres stellaires principaux (exprimés en unité solaire) données par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour 0.4-0.5-0.6  $M_\odot$  (respectivement en noir, bleu, rouge). *Panneaux du haut, de gauche à droite* : rayon stellaire, moment d'inertie total, moment d'inertie du coeur. *Panneaux du bas, de gauche à droite* : moment d'inertie de l'enveloppe convective, rayon du coeur et mass du coeur.

font un point de comparaison tout à fait remarquable. Le Soleil sert principalement à la calibration de notre modèle. À l'âge de notre étoile, celui-ci doit reproduire les quantités solaires : champ magnétique, taux de perte de masse, taux de perte de moment cinétique, moment cinétique, vitesse de rotation (voir Table 1.2). Ce type d'étoiles est utilisé pour nous permettre, dans un premier temps, de bien comprendre les mécanismes physiques mis en jeu dans l'évolution du moment cinétique et de contraindre les paramètres libres de notre modèle (voir Chapitre

TABLE 1.2 – Valeurs des paramètres solaires.

Quantité	Description	Valeur
$J_{\odot}$	Moment cinétique	$1.63 \cdot 10^{48} \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
$I_{\odot}$	Moment d'inertie	$6.411 \cdot 10^{53} \text{ g.cm}^{-2}$
$\dot{J}_{\odot}$	Perte de moment cinétique	$7.169 \cdot 10^{30} \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-2}$
$M_{\odot}$	Masse	$1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$
$R_{\odot}$	Rayon	$6.9599 \cdot 10^{10} \text{ cm}$
$\Omega_{\odot}$	Vitesse de rotation	$2.87 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
$\dot{M}_{\odot}$	Perte de masse	$1.31 \cdot 10^{12} \text{ g/s}$
$T_{eff}$	Température effective	$5570 \text{ K}$
$\log(g)$	Gravité de surface	$4.44 \text{ cm.s}^{-2}$
$v \sin i$	Vitesse de rotation projetée	$1.7 \text{ km.s}^{-1}$
$P_{rot}$	Période de rotation moyenne	$25 \text{ jours}$

2).

### 0.7 - 0.9 $M_{\odot}$

Par la suite nous avons étudié les étoiles de 0.8  $M_{\odot}$ . Nous avons considéré ici un bin de masse de 0.7 - 0.9  $M_{\odot}$ . Ces étoiles sont légèrement moins massives que les étoiles de type solaire mais sont très proches d'un point de vue structurel. L'intérêt de cette gamme de masse est d'étudier l'impact d'une faible variation de masse et de structure interne sur l'évolution du moment cinétique et sur les processus physiques en jeu.

### 0.4 - 0.6 $M_{\odot}$

Pour finir nous avons considéré les étoiles de 0.5  $M_{\odot}$  en sélectionnant une gamme de masse allant de 0.4  $M_{\odot}$  à 0.6  $M_{\odot}$ . Bien que ces étoiles ne soient pas beaucoup moins massive que les étoiles de type solaire et celles de 0.8  $M_{\odot}$ , leur structure interne est assez différente de ces dernières (voir Chapitre 2 ; Section 2.1.3).

La force de ce bin de masse est qu'il apporte de fortes contraintes sur nos modèles. En effet, ces étoiles sont à la frontière de la limite entièrement convective, pour l'intérieur stellaire, apparaissant aux alentours de 0.35  $M_{\odot}$ . Les étoiles en dessous de cette limite auront donc un intérieur complètement convectif. Or, comme nous le verrons plus tard, cette configuration n'est pour le moment pas prise en compte dans nos modèles. Les étoiles de 0.4  $M_{\odot}$  représentent donc une limite inférieure.

Les distributions de périodes de rotation de ces différents bins de masse sont montrées dans la Figure 1.10, qui est identique à la Figure 1.7 mais où seules les données utilisées sont représentées.

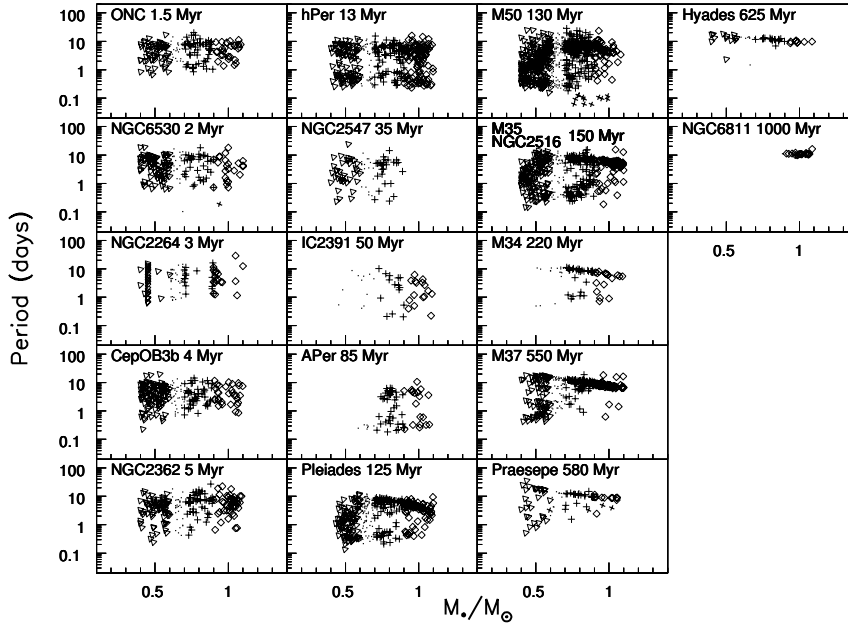


FIGURE 1.10 – Distributions de périodes de rotation d'étoile de 1 (carré incliné), 0.8 (croix) et 0.5 (triangle incliné)  $M_{\odot}$  provenant de zones de formation stellaire et jeunes amas ouvert. Les panneaux sont ordonnés par âge croissant, de haut en bas et de gauche à droite. Les références pour chaque amas sont contenues dans la Table 1.1. Les croix inclinées noires représentent les étoiles écartées des distributions (voir texte). Les points noirs sont les périodes de rotation d'étoiles soit comprises entre  $0.6 M_{\odot} < M_* < 0.7 M_{\odot}$ , soit appartenant à des amas ne contenant pas assez de matériel statistique (i.e. un nombre d'étoile  $N_{star} < 15$  pour un âge  $< 600$  Myr ou  $N_{star} < 3$  pour un âge  $\geq 600$  Myr ) pour les bins de masse considérés dans cette étude.

### 1.2.2.2 Critères statistiques et analyse des distributions

Pour avoir une statistique assez bonne nous nous sommes imposés certaines contraintes : pour les amas jeunes ( $< 600$  Myr) les distributions de périodes de rotation dans chaque bin de masse doivent avoir un nombre d'étoile supérieur à 15 et pour les amas plus vieux seulement 3 étoiles suffisent du fait de la convergence des vitesses de rotation (voir e.g. les Hyades Figure 1.10).

Comme nous supposons que toutes les étoiles d'un même amas ont le même âge, nous estimons leur rayon moyen grâce aux modèles d'évolution de structure interne (i.e. Baraffe et al. 1998, voir Chapitre 2; Section 2.1.3)

Quelques-unes d'entre elles présentent un taux de rotation supérieur à la vitesse de rupture

$$V_{rup} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \sqrt{GM_*/R_*}, \quad (1.2)$$

qui est la vitesse à laquelle la force centrifuge s'appliquant sur un élément de masse



$m$

$$F_{centrifuge} = \frac{mV_{rup}^2}{R_*}$$

devient égale à la force gravitationnelle

$$F_{grav} = \frac{mM_*G}{R_*^2}$$

avec  $G$  la constante gravitationnelle. Le facteur  $(\frac{2}{3})^{1/2}$  provient du rapport entre le rayon équatorial et polaire à la vitesse de rotation de rupture.  $R_*$  représente le rayon de l'étoile considérée. Lorsque l'information concernant celui-ci n'est pas fourni dans les références listées dans la Table 1.1, nous utilisons les modèles de Baraffe et al. (1998) à l'âge de l'amas considéré pour estimer le rayon moyen des étoiles le composant. Ce rayon est par la suite employé pour calculer la vitesse de rupture.

Ces étoiles "déviantes" sont alors écartées des distributions pour éviter une contamination statistique et sont présentés<sup>1</sup> par des croix inclinées grises dans la Figure 1.10.

## 1.3 Évolution rotationnelle observée

Comme dit plus haut, le but de cette étude est d'examiner l'évolution du moment cinétique, par le biais de l'évolution de la vitesse de rotation, des étoiles de faible masse. Pour analyser cette évolution, une première étape consiste à sélectionner, à partir de la Figure 1.7, les étoiles dans les bins de masse décrits plus haut et à tracer leur vitesse de rotation  $\Omega_* = 2\pi/P_{rot}$ , avec  $P_{rot}$  la période de rotation, en fonction du temps. On obtient ainsi les distributions de vitesses de rotation de chaque amas, pour un bin de masse donné, en fonction du temps. Cette manipulation de données nous permet de faire figurer tous les amas sur un seul graphique et nous donne une vision globale de l'évolution du moment cinétique de ces étoiles à masse fixée.

Dans le but de tracer l'évolution du moment cinétique de ces distributions nous avons choisi d'étudier les trajets rotationnels des enveloppes supérieure, inférieure et médiane des distributions de vitesses de rotation. Pour ce faire, nous avons

---

1. De NGC 6530 (2 Myr) nous avons supprimé XID 138 ( $0.94 M_\odot$ ,  $P_{rot} = 0.18743$  d) car cette étoile a un âge de 22.23 Myr et est sûrement déjà en phase d'accélération en direction de la ZAMS (Henderson & Stassun 2012). De M50 (130 Myr) nous avons supprimé M50-5-1624, -3-1468, -3-464, -7-7623, -3-5840, -7-5624, -5-2673, -3-7334, -3-2531, -6-1574, -4-2077, -4-4939, et -8-6076 car leur vitesse de rotation ( $R_*\Omega_*$ ) est supérieure à la vitesse de rupture. Pour finir, de Praesepe (580 Myr) nous avons supprimé 1SWASP J083722.23+201037.0 (KW 30) et 1SWASP J084005.72+190130.7 (KW 256) car leurs périodes de rotation ont été identifiées comme étant à la moitié de celles attendues, sûrement produites par la présence de deux taches stellaires diamétralement symétriques (Delorme et al. 2011). Nous avons également supprimé JS 634 qui semble avoir une probabilité d'appartenir à Praesepe relativement faible de  $P_{mem} = 62.3\%$  alors que les autres étoiles ont toute une probabilité  $P_{mem} > 94\%$  (Agüeros et al. 2011).

considéré le 90<sup>ème</sup> et le 25<sup>ème</sup> centiles ainsi que la médiane de chaque distribution. Le but de nos modèles est de reproduire le tracé de ces rotateurs rapides, lents et médians en fonction du temps.

Comme ces distributions souffrent de bruit statistique, nous avons dans un premier temps estimé les barres d'erreurs à placer sur ces trois centiles. À cet effet, nous avons appliqué à ces distributions la méthode du rejet qui consiste à simuler des distributions numériques, imitant la distribution observée, pour en estimer les trois centiles. En effectuant cette opération 5000 fois, on obtient 5000 estimations des trois centiles numériques simulant les observations. En calculant la médiane de ces 5000 centiles numériques il est possible de définir les barres d'erreurs à appliquer sur ces quantités en évaluant l'écart absolu médian défini par  $\sigma = 1/n \sum_{i=1}^n |p_i - \text{médiane}(p_i)|$ , avec  $p_i$  l'estimation numérique de chaque centile. Avec cette méthode nous avons généré la Figure 1.11 qui montre l'évolution de la vitesse de rotation pour les trois bins de masse considérés et pour les rotateurs rapides (90<sup>ème</sup> centile, en bleu), lents (25<sup>ème</sup> centile, en rouge) et médians (médiane, en vert) en fonction du temps.

La Figure 1.11 montre que pour les trois bins de masse, la vitesse de rotation semble suivre la même évolution se découplant en trois phases bien distinctes : la pré-séquence principale (PMS), la séquence principale d'âge zero (ZAMS) et la séquence principale (SP).

### Pré-séquence principale

Durant les quelques premiers millions d'années de la PMS ( $< 10$  Myr), et indépendamment du type de rotateur, les étoiles de 1 et 0.8  $M_{\odot}$  semblent rester à une vitesse de rotation à peu près constante. Alors que le comportement des rotateurs lents et médians du modèle de 0.5  $M_{\odot}$  présentent la même évolution, les rotateurs rapides paraissent accélérer d'une manière constante durant le début de la PMS.

### Séquence principale d'âge zéro

Ensuite, sur la fin de la PMS, les vitesses de rotation semblent augmenter en direction de la ZAMS où elles atteindront leur valeur maximale. Cette accélération est due à la contraction de l'étoile sur elle-même qui verra alors son moment d'inertie diminuer et, par conservation du moment cinétique, sa vitesse de rotation augmenter. Lorsque l'étoile arrive sur la ZAMS, sa structure interne se stabilise. À ce moment, la vitesse de rotation atteint son maximum et la contraction de l'étoile s'arrête laissant ainsi le champ libre aux autres mécanismes physiques. En effet, comme nous le verrons plus tard, durant cette phase d'accélération la contraction de l'étoile sur elle-même domine entièrement l'évolution rotationnelle. C'est seulement sur la ZAMS que les effets des autres processus pourront s'observer.

### Séquence principale

### 1.3 Évolution rotationnelle observée

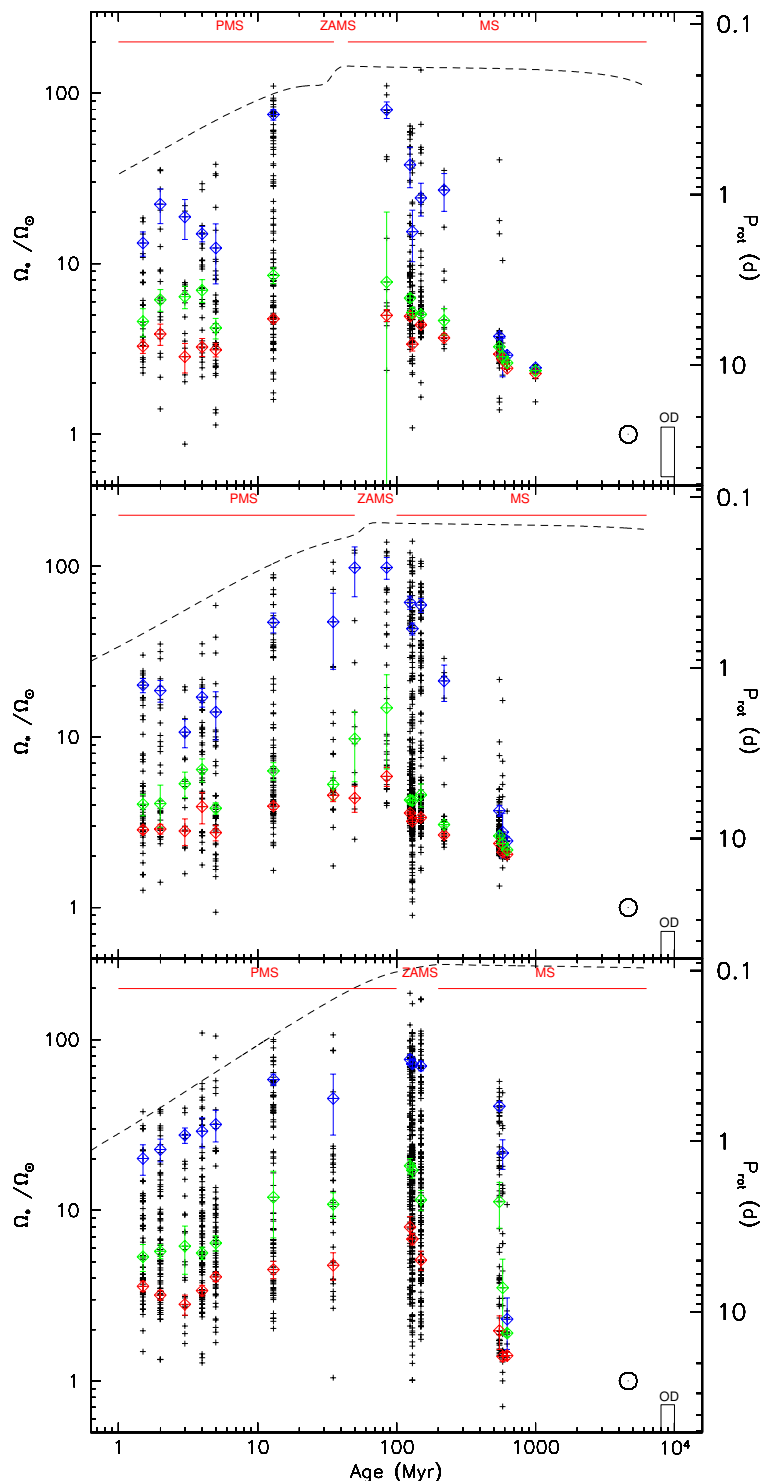


FIGURE 1.11 – Distributions de vitesses de rotation des étoiles de faible masse pour  $1 M_{\odot}$  (*Panneau supérieur*),  $0.8 M_{\odot}$  (*Panneau du milieu*),  $0.5 M_{\odot}$  (*Panneau inférieur*). Les carrés inclinés bleus, rouges, et verts et les barres d'erreur associées représentent le 90<sup>me</sup> centile, le 25<sup>me</sup> centile, et la médiane, respectivement, des distributions de périodes de rotation des étoiles provenant de régions de formation d'étoiles et de jeunes amas ouverts obtenus après la méthode du rejet (voir Gallet & Bouvier 2013, pour plus d'informations sur la méthode de rejet). Le cercle ouvert représente la vitesse angulaire du Soleil. La ligne pointillée noire représente l'évolution de la vitesse rupture calculée en utilisant le rayon stellaire fourni par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour 1, 0.8 et  $0.5 M_{\odot}$ . Le rectangle noir symbolise les distributions d'objets du champ estimés cinématiquement plus évolués provenant de McQuillan et al. (2013). L'axe de gauche donne la vitesse angulaire normalisée à celle du Soleil, et celui de droite donne la période de rotation (jours).

Enfin, pour chaque bin de masse, les centiles des trois modèles diminuent et finalement convergent, pour les étoiles de 1 et  $0.8 M_{\odot}$ , à des rythmes différents jusqu'à la même période de rotation. Ce rythme de décroissance semble s'allonger en direction des faibles masses. La convergence des étoiles de type solaire commence à apparaître à environ 0.5 Gyr tandis que la dispersion des vitesses de rotation, à cet âge, pour les modèles de  $0.5 M_{\odot}$  est encore assez grande suggérant une dépendance en masse de l'évolution du moment cinétique.

### Dépendance en masse

On retrouve les différentes phases décrites précédemment pour tous les bins de masse considérés dans cette étude, et à priori, pour toutes étoiles comprises entre la limite entièrement convective ( $\approx 0.3 M_{\odot}$ ) et  $1.2 M_{\odot}$  (apparition d'une enveloppe radiative). Globalement on observe que les périodes de rotation initiales sont presque les mêmes : 10 jours pour les rotateurs lents, 7 jours pour les rotateurs médians, et 1.4 jours pour les rotateurs rapides et ce, quelque soit la masse considérée. De plus, les plus jeunes zones de formations stellaires possèdent d'importantes dispersions dans leurs distributions. Bien que nous ne connaissions pas encore suffisamment bien la physique en jeu au cours de la phase enfouie, cela laisse supposer des mécanismes pré-ligne de naissance indépendant de la masse des étoiles. Cette dispersion semble survivre jusqu'à la ZAMS et durant le début de la séquence principale avec des périodes allant de la fraction de jour à plusieurs dizaines de jours.

La figure 1.11 montre également que la convergence rotationnelle, du fait d'une évolution structurelle plus lente pour les faibles masses, apparait plus tard pour une étoile de  $0.5 M_{\odot}$  (i.e. à 600 Myr il existe encore une assez grande dispersion des distributions de périodes de rotation pour cette masse) que pour une étoile de  $1 M_{\odot}$  (la convergence commence vers 500 Myr et est presque complète à l'âge du Soleil).

Enfin, le temps pendant laquelle la surface de l'étoile semble être maintenue constante apparait être relativement stable pour toutes les masses et semble être de l'ordre de 5 Myr.

### Conclusion

Les distributions que nous allons utiliser vont très fortement contraindre nos modèles, notamment avec l'ajout de l'amas h Per à 13 Myr (Morax et al. 2013) qui n'était pas présent dans les précédentes études consacrées à l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Cet amas va en effet contraindre les périodes de rotation initiales et les durées de vie de nos modèles. Ces derniers devront notamment reproduire les trois différentes phases décrites plus haut : la régulation de la vitesse de rotation durant les quelques premiers millions d'années de la PMS, la rapide accélération, jusqu'à des vitesses de l'ordre de 200 km/s, en direction de la ZAMS, la grande dispersion du taux de rotation, pour toutes les masses, à la ZAMS, et la convergence rotationnelle durant la séquence principale.

# Chapitre 2

## Modèles numériques

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Les bases du modèle . . . . .</b>	<b>26</b>
2.1.1	Fonctionnalités . . . . .	27
2.1.2	Approximations/Incertitudes . . . . .	27
2.1.3	Évolution stellaire . . . . .	33
<b>2.2</b>	<b>Modèle paramétrique de l'évolution du moment cinétique . . . . .</b>	<b>36</b>
2.2.1	Mécanismes physiques . . . . .	37
2.2.1.1	Loi de freinage . . . . .	37
2.2.1.2	Découplage coeur/enveloppe . . . . .	48
2.2.1.3	Interaction étoile/disque . . . . .	50
2.2.2	Équations d'évolution . . . . .	53
<b>2.3</b>	<b>Modèle global . . . . .</b>	<b>54</b>
2.3.1	Impact des différents processus physiques sur l'évolution rotationnelle . . . . .	54
2.3.2	Influence des paramètres libres sur l'évolution rotationnelle . . . . .	60

---

**D**ans ce chapitre nous présentons les modèles paramétriques que nous utilisons pour modéliser les trajets rotationnels des étoiles de faible masse. Les bases du modèle, comprenant son origine et les différentes hypothèses de travail considérées, sont dans un premier temps décrites. Nous explicitons ensuite les différents mécanismes physiques et leur intégration au sein du modèle. L'impact de chaque processus sur l'évolution rotationnelle et l'importance des paramètres secondaires est présentée dans la dernière partie.

## 2.1 Les bases du modèle

Le modèle que nous utilisons dans cette étude a comme origine les travaux de Bouvier et al. (1997) et Allain (1998). Ce code numérique, dénommé JEVOL ( $J$  le symbole du moment cinétique et  $EVOL$  pour “évolution”) a été développé dans le but d’étudier l’évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse entre 0.5 et 1.1  $M_{\odot}$ . En substance, il produit exactement les mêmes types de résultats que le modèle actuel. Néanmoins, les processus physiques tel que le freinage par les vents stellaires (voir Section 2.2.1.1), la redistribution interne du moment cinétique (voir Section 2.2.1.2) et l’interaction étoile/disque (voir Section 2.2.1.3) n’étant pas à jour, la principal tâche de ce travail de thèse a consisté à intégrer des formalismes beaucoup plus récents et paramétrables pour ces mécanismes.

L’évolution du moment cinétique des étoiles est un problème complexe impliquant presque toutes nos connaissances concernant l’évolution stellaire (Keppens et al. 1995; Bouvier et al. 1997; Reiners & Mohanty 2012; Gallet & Bouvier 2013) : l’évolution de la structure interne (Baraffe et al. 1998; Siess et al. 2000; Palacios et al. 2006), la production de vent stellaire et le freinage magnétique en résultant (Weber & Davis 1967; Mestel & Spruit 1987; Kawaler 1988; Matt et al. 2011; Vidotto et al. 2011; Matt et al. 2012a; Vidotto et al. 2014b), l’évolution du champ magnétique (Petit et al. 2008, voir également la description de l’outil PolarBase Petit et al. (2014)) et les interactions de celui-ci avec l’environnement proche de l’étoile (Schatzman 1962; Zanni & Ferreira 2009, 2011; Matt et al. 2012b; Zanni & Ferreira 2013; Gallet & Zanni in prep.), la redistribution interne du moment cinétique (MacGregor & Brenner 1991; Allain 1998; Talon & Charbonnel 2003, 2005; Charbonnel & Talon 2005; Charbonnel et al. 2013), et l’évolution temporelle observée de la période de rotation (Skumanich 1972; Vidotto et al. 2014a).

Le moment cinétique  $J_*$  d’une étoile peut s’exprimer en fonction de la vitesse de rotation et du moment d’inertie

$$J_* = \Omega_* \times I_*. \quad (2.1)$$

Pour transformer l’évolution du moment cinétique en évolution de la vitesse de rotation nous avons besoin de modèles nous donnant l’évolution des quantités stellaires caractéristiques en fonction du temps : évolution du rayon, température effective, luminosité, évolution du moment d’inertie  $I_* = k^2 M_* R_*^2$  où  $k^2$  est le rayon de giration, évolution de la structure interne (masse et rayon du coeur radiatif); et en fonction de la vitesse de rotation de surface : évolution du champ magnétique et du taux de perte de masse.

Le modèle se compose donc d’un modèle d’évolution stellaire non rotationnelle et d’une ou plusieurs équations régissant l’évolution de la rotation de surface en fonction du taux de rotation, de la masse, du rayon, etc, de l’étoile i.e.

$$\frac{d\Omega}{dt} = f(\Omega, \text{paramètres stellaires}). \quad (2.2)$$

Ces équations sont régis par les différents mécanismes physiques impliqués : le freinage par les vents stellaires, l’interaction étoile/disque, et la redistribution interne du moment cinétique (voir Section 2.2.1).

### 2.1.1 Fonctionnalités

La force de ce type de modèle paramétrique est qu'un très grand nombre d'information peut-être obtenu en bout de chaîne. Les données nous intéressant étant bien évidemment :

- L'évolution du moment cinétique
- L'évolution de la vitesse de rotation
- Le taux de rotation différentielle entre le coeur et l'enveloppe pour estimer les contraintes s'appliquant à la tachocline (interface entre zone radiative et zone convective Spiegel & Zahn (1992))
- L'évolution du taux de perte de masse
- L'évolution du champ magnétique
- L'évolution du moment cinétique spécifique  $J/M_*$
- L'évolution du moment cinétique total comparé à celui observé en surface.

Le temps de calcul doit être relativement court pour permettre une large exploration des paramètres libres du problème. Il doit être modulaire, pour ainsi permettre une comparaison simple et rapide entre plusieurs configurations de processus physiques et entre différents modèles de structure interne.

Le choix du Fortran comme langage de programmation, principalement pour sa rapidité, permet de facilement transporter ce code numérique sur d'autres systèmes d'exploitation.

Les paramètres d'entrée sont : les modèles d'évolutions de structure interne dont on utilisera les pas de temps, et les conditions initiales telles que la masse et les valeurs des paramètres libres :

- la période de rotation initiale
- la durée de vie du disque
- le temps de couplage coeur/enveloppe
- la constante de normalisation de la loi de freinage

La figure 2.1 montre, d'une manière schématique, la structure de notre code numérique.

### 2.1.2 Approximations/Incertitudes

Pour intégrer plusieurs mécanismes physiques au sein d'un seul et même modèle il est nécessaire de faire certaines hypothèses et approximations.

#### Âge des amas et séquence temporelle

La première d'entre elles concerne l'âge des amas dont on utilise les mesures de périodes de rotation pour contraindre nos modèles. Comme dit plus haut, nous supposons que l'âge des étoiles est égal à l'âge moyen de l'amas dans lequel elles se trouvent. Cette hypothèse est nécessaire pour pouvoir appliquer notre méthode d'analyse pour évaluer les trois centiles de chaque distribution.

Pour estimer l'âge d'une étoile, il existe globalement deux techniques (Hillenbrand et al. 2009, présentent les récents progrès sur l'estimation quantitative de

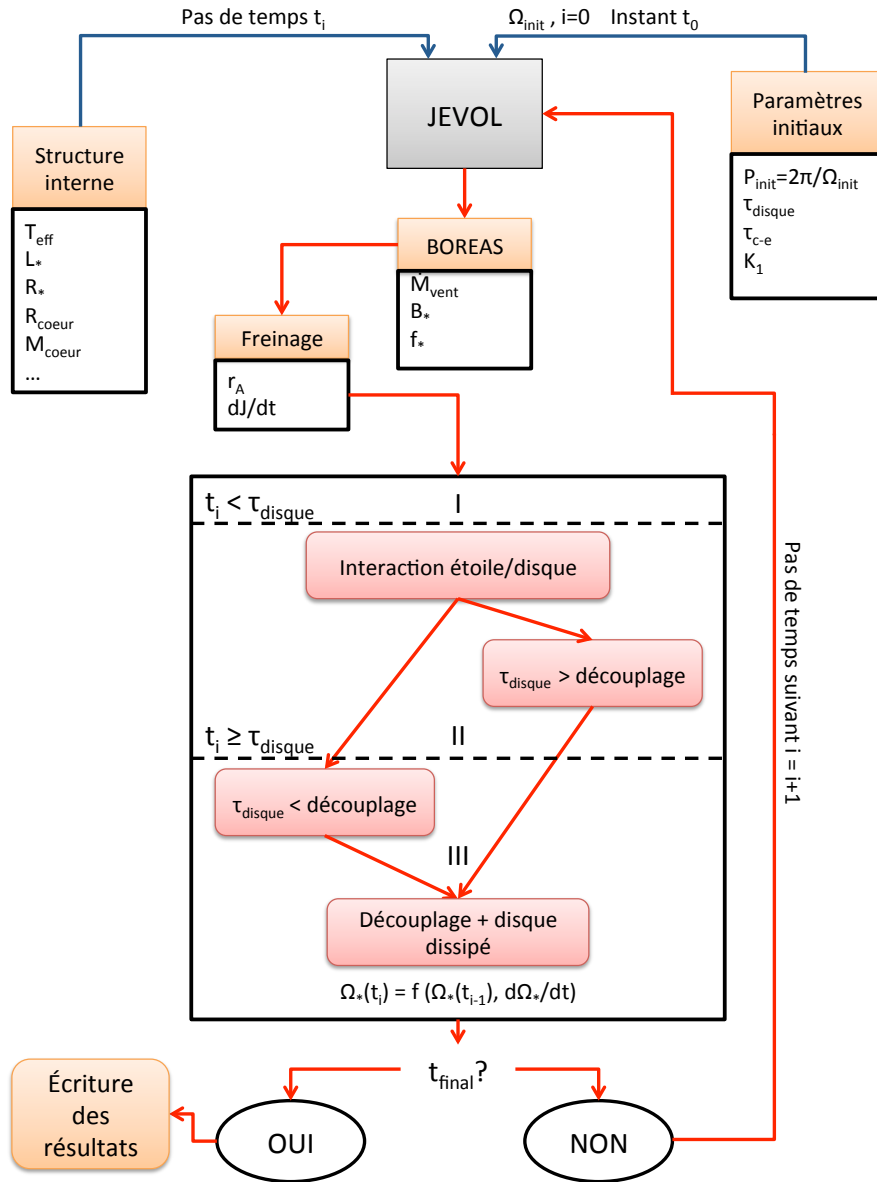


FIGURE 2.1 – Schéma synthétique du code JEVOL.

l'âge stellaire). La première consiste à utiliser des trajets évolutifs PMS tels que Baraffe et al. (1998) ou Siess et al. (2000), en comparant les résultats numériques aux propriétés ( $L_{bol}$ ,  $T_{eff}$ ) de l'étoile observée. L'âge obtenu est alors très fortement dépendant des modèles utilisés (Naylor et al. 2002; Baraffe et al. 2002; Hartmann 2003), notamment au travers des mécanismes physiques considérés et de la composition chimique de l'étoile. La deuxième méthode repose sur l'hypothèse que les étoiles d'un même amas possèdent le même âge, se basant sur le fait que la formation stellaire s'effectue sur un laps de temps court vis-à-vis de leur durée de vie. Puisque ces étoiles ont le même âge et la même composition chimique, elles ne diffèrent que par leur masse. En reportant les séquences évolutives des étoiles



de diverses masses de l'amas dans un diagramme H-R (luminosité-température), puis en traçant des isochrones (modèles donnant les trajets évolutifs théoriques des étoiles à un âge donné) il est possible de relativement bien calculer l'âge moyen d'un amas en regardant le nombre d'étoiles ayant quittées la séquence principale, car ayant évoluées en phase géante (Zahn 1964).

La difficulté rencontrée dans l'estimation de l'âge moyen d'un amas est un des problèmes majeurs pour la modélisation de l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. En effet, puisque l'observation des vitesses de rotation des étoiles composant ces amas est utilisée pour contraindre leurs trajets rotationnels, une mauvaise évaluation de l'âge stellaire peut conduire à un mauvais paramétrage des modèles.

Se pose alors le problème des amas très jeunes ( $< 10$  Myr). Même si la formation stellaire est relativement rapide, les différences d'âge entre les étoiles peuvent être de l'ordre de plusieurs dizaines de millions d'années (i.e. cas extrême d'étoile de 22 Myr dans NGC 6530 possédant un âge moyen de 2 Myr, cf. Chapitre 1 Section 1.2.2.2). Dans ce cas, l'hypothèse que toutes les étoiles d'un même amas possèdent le même âge peut-être critiqué. Malheureusement, pour le moment cette hypothèse est nécessaire tant que les paramètres stellaires fondamentaux ne seront pas mesurés en même temps que les périodes de rotation.

Lorsque les âges de chaque étoile sont connus, il est possible de définir une incertitude sur l'âge moyen de l'amas. Ajoutés à l'incertitude sur les différents centiles, estimée à l'aide de la méthode du rejet (voir Chapitre 1 Section 1.3), les contraintes sur les trajets rotationnels pourraient alors devenir très efficaces. Puisque toutes les propriétés stellaires nécessaires aux trajets évolutifs PMS, pour estimer l'âge des étoiles, ne sont pas mesurées pour chaque amas (voir les références dans la Table 3.3 du Chapitre 1 Section 1.2), nous avons décidé de ne pas intégrer cette incertitude supplémentaire dans le but de considérer tous les amas sur un même pied d'égalité.

Bell et al. (2013) ont récemment réévalué l'âge de 13 jeunes zones de formation stellaire. Pour chacune de ces zones, ils ont estimé deux âges à partir de deux méthodes distinctes se basant sur deux régimes de masse différents. Ils déduisent un âge pour ces amas deux fois plus grand que la valeur généralement adoptée dans la littérature. Les zones de formation stellaire nous concernant sont : Cep OB3b (initialement estimée à 4 Myr) et NGC 2362 (initialement estimée à 5 Myr). Pour ces deux amas ils trouvent respectivement un âge de 6 Myr ( $\times 1.5$ ) et 12 Myr ( $\times 2.4$ ) (voir Table 2.1).

Leurs nouvelles estimations donnent :  $\approx 2$  Myr pour NGC 6611 (Nébuleuse de l'aigle ; M 16), IC 5146 (Nébuleuse du Cocon), NGC 6530 (Nébuleuse de la Lagune ; M 8) et NGC 2244 (Nébuleuse de la Rosette) ;  $\approx 6$  Myr pour  $\sigma$  Ori et IC 348 ; 10 Myr pour  $\lambda$  Ori (Collinder 69) ; 11 Myr pour NGC 2169 ; 13 Myr pour NGC 7160 ; 14 Myr pour  $\chi$  Per (NGC 884) ; et 20 Myr pour NGC 1960 (M 36).

Alors que les incertitudes sur l'estimation de l'âge d'une jeune zone de formation stellaire ( $< 10$  Myr) sont de l'ordre de son âge (par exemple l'âge de NGC 6611 estimé à  $4.6_{-0.7}^{+1.4}$  Myr, voir Table 2.1), i.e., une incertitude d'environ 50%, pour des amas plus évolués (ZAMS et séquence principale) elles sont relativement

TABLE 2.1 – Âge d’amas < 10 Myr et leurs incertitudes. Ces âges ont été estimés à l’aide des isochrones Geneva-Bessell (Lejeune & Schaerer 2001). Crédit Bell et al. (2013).

Amas	Âge (Myr)	Intervalle de confiance de 68% (1 $\sigma$ ) (Myr)
NGC 6611	4.6	3.9-6.0
Cep OB3b	6	3.8-6.6
NGC 6530	6.3	5.7-7.0
NGC 2244	6.6	5.8-7.4
$\sigma$ Ori	8.7	4.7-13.4

négligeables comparées aux âges de ces objets. La combinaison de plusieurs diagnostics (abondance en lithium, activité, rotation) fournit une précision sur leur âge de l’ordre de 10-20%.

Cependant, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, durant le début de la PMS les étoiles semblent, d’un point de vue observationnel, être maintenues à des vitesses de rotation quasiment constantes pendant plusieurs Myr. Cette contrainte observationnelle justifie alors, en partie, le fait de négliger les incertitudes sur les estimations d’âge des jeunes amas de la PMS puisque du fait de cette régulation du taux de rotation, la disposition temporelle relative des amas n’aura pas d’impact majeur sur les trajets rotationnels.

## Métallicité

La métallicité est la proportion présente dans une étoile, une galaxie ou dans le milieu interstellaire d’atomes plus “lourds” que l’hélium. Dans le cas d’une étoile elle est définie par

$$Z = 1 - X - Y, \quad (2.3)$$

où  $X$  représente la fraction massique d’hydrogène  $m_H/M_*$  et  $Y$  la fraction massique d’hélium  $m_{He}/M_*$ , avec  $M_*$  la masse de l’étoile, et  $m_H$  ( $m_{He}$ ) la masse d’hydrogène (d’hélium) contenue dans  $M_*$ . Du fait de la relative facilité des mesures d’abondance en fer grâce aux données spectrales, la métallicité est souvent exprimée comme

$$[Fe/H] = \log \left( \frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_* - \log \left( \frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_\odot \quad (2.4)$$

où  $[Fe/H]$  donne le logarithme du rapport de l’abondance en fer comparé à celui du Soleil.  $N_{Fe}$  et  $N_H$  sont respectivement le nombre d’atomes de fer et d’hydrogène par unité de volume.

Dans cette étude, et pour pouvoir utiliser les mêmes modèles d’évolution stellaire, nous supposons que tous les amas, sauf les Hyades, ont une métallicité solaire. On néglige alors le possible impact de la métallicité sur l’évolution du

## 2.1 Les bases du modèle

moment cinétique. Pour les Hyades  $[Fe/H] = 0.14$  (Perryman et al. 1998). Néanmoins, au vu de son âge avancé et de sa distribution de périodes de rotation relativement compacte, les Hyades sont tout de même utilisables avec des modèles de structure interne utilisant une métallicité solaire.

La figure 2.2 montre l'impact de différentes métallicités ( $Z=0.01$  (noir), 0.02 (vert), 0.03 (rouge) et 0.04 (bleu)) sur les modèles de Siess et al. (2000) pour les masses considérées. Mise à part la température effective, la métallicité ne semble

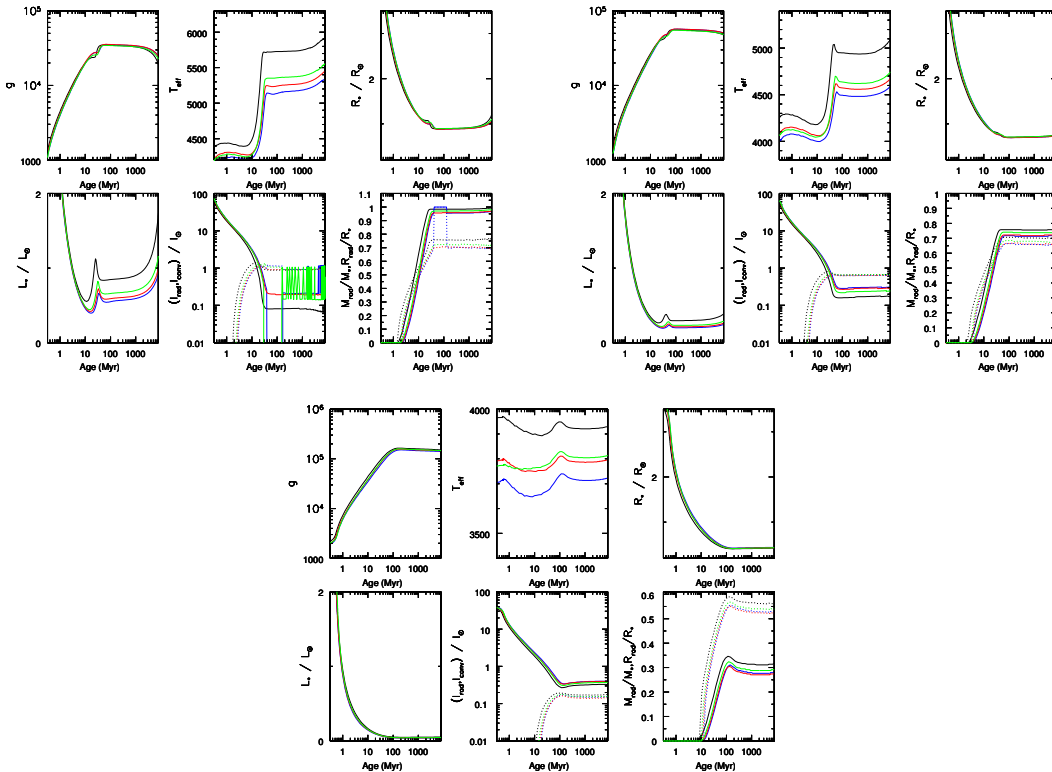


FIGURE 2.2 – Impact de la métallicité ( $Z=0.01$  (noir), 0.02 (vert), 0.03 (rouge) et 0.04 (bleu)) sur les modèles de Siess et al. (2000) pour les masses considérées.

pas significativement dépendre de la structure interne, i.e., de la taille et la masse du coeur radiatif, du rayon et moment d'inertie total de l'étoile, et de sa luminosité. Notons tout de même que, dans cette étude, nous n'utilisons pas les modèles de Siess et al. (2000) mais ceux de Baraffe et al. (1998). Ces deux modèles fournissant des évolutions quasiment identiques, l'effet d'une variation de métallicité produira donc les mêmes variations de structure interne.

L'information sur la métallicité, quand celle-ci est connue, est contenue dans la Table A.1 de l'annexe A. Il ressort de cette compilation que la métallicité des amas que nous utilisons est généralement solaire avec toutefois des amas sous métallique comme NGC 2547, M35 et NGC6811.

### Soleil comme référence : unique ou représentatif ?

Dans le cas des étoile de type solaire (i.e.  $M_* = 1 M_\odot$ ) le Soleil est pris comme référence. Les paramètres libres du modèle sont choisis d'une part pour reproduire l'évolution globale de la vitesse de rotation mais aussi pour reproduire les paramètres solaires qui constituent de très fortes contraintes. Comme le Soleil est l'étoile observable la plus proche, ses paramètres caractéristiques : taux de perte de masse, champ magnétique moyen, et vitesse de rotation de surface sont connus avec une très bonne précision.

L'hypothèse sous-jacente est que le Soleil est un bon représentant des étoiles de  $1 M_\odot$ . Autrement dit, une étoile de type solaire, arrivant sur la ligne de naissance à 1 Myr, possédera une vitesse de rotation  $\Omega_* = 1 \Omega_\odot$  à 4.6 Gyr, i.e., à l'âge du Soleil.

De plus, on suppose également que le Soleil n'a pas subi d'interaction externe durant son évolution, c'est à dire que le Soleil a évolué librement sans avoir rencontré de perturbation entre 1 Myr et son âge actuel. Cette hypothèse est soutenue par le fait que, au sein d'un amas, les interactions entre étoiles se déroulent à priori pour des âges inférieurs aux âges de nos plus jeunes amas (e.g. ONC), durant les phases primordiales de la formation stellaire, et sur des temps caractéristiques très courts ( $< 10^5$  ans Goodwin & Kroupa 2005; Goodwin 2010; King et al. 2012).

### Modèle 2-zone : rotation solide

Durant toute son évolution, le Soleil a perdu du moment cinétique au travers de ses vents stellaires (Weber & Davis 1967) freinant ainsi ses parties les plus externes. L'efficacité de ce freinage est difficile à estimer, d'un point de vue théorique, car il dépend de la compétition entre les instabilités et circulations qui vont avoir tendance à mélanger l'intérieur du Soleil, et le champ magnétique qui, au contraire, va modifier ou ralentir ce type de processus. Ceci a donc mené à l'hypothèse que le Soleil, et par extension les étoiles en général, devait avoir des parties internes en rotation rapide surement très fortement magnétisées (Hartmann & Noyes 1987). De plus, le déficit en neutrinos (Gough 1991), produits dans l'intérieur solaire, a aussi conduit à supposer un réajustement de la composition chimique du Soleil, probablement lié à une différence de taux de rotation entre ses parties internes et externes.

Des mesures héliosismologiques ont par la suite confirmé (Duvall & Harvey 1984; Kosovichev 1988; Eff-Darwich et al. 2002; Turck-Chièze & Couvidat 2011; Turck-Chièze et al. 2011) la rotation différentielle du Soleil avec un coeur en rotation rapide et globalement uniforme. Les simulations numériques indiquent que dans les étoiles de type solaire le coeur est en rotation solide jusqu'à environ  $0.6 R_\odot$  (Alvan et al. 2014). L'enveloppe, quant à elle, semble avoir une rotation cylindrique suivant la rotation différentielle de surface observée (i.e. tournant plus vite à l'équateur qu'aux pôles) en accord avec les relevés héliosismologiques (Thompson et al. 2003).

Les modèles d'évolution du moment cinétique devront alors intégrer des profils

de rotation différentielle puisqu'il est clair, comme nous l'avons vu juste avant, qu'un profil entièrement uniforme ne peut pleinement reproduire les observations. Alors qu'il est facile de modéliser une rotation solide pour le coeur, la rotation différentielle cylindrique dans l'enveloppe sera beaucoup plus dure à décrire. La physique responsable de cette rotation commence seulement à être décrite d'une manière complète dans la littérature (Alvan et al. 2014). Néanmoins, les processus impliqués et leurs descriptions en sont encore à leurs balbutiements.

Dans notre modèle nous supposons donc simplement que le coeur et l'enveloppe sont tous deux en rotation solide mais avec des vitesses de rotation différentes. Nous introduisons alors un paramètre de couplage entre ces deux régions sous la forme d'un temps caractéristique (voir Section 2.2.1.2).

### Séquence temporelle d'amas

La dernière hypothèse, qui est sûrement la plus forte, concerne les processus physiques. On suppose que toutes les étoiles des amas sont soumises aux mêmes mécanismes physiques et que deux étoiles avec les mêmes caractéristiques aboutiront au même stade final pour des âges plus avancés. Par exemple, si on applique à l'amas d'Orion (âgé de 1-2 Myr) un saut dans le temps de 1 milliards d'années, alors il possédera plus ou moins la même distribution que NGC 6811 âgé de 1 Gyr. Cela nous permet alors de considérer chaque amas comme un *instantané* de l'évolution globale du moment cinétique, et de les utiliser comme contraintes pour nos modèles. Nous considérons donc chaque amas comme une séquence temporelle unique de ce qu'est l'évolution de la vitesse de rotation globale. La même physique avec les mêmes conditions initiales mène donc à la même évolution rotationnelle.

Cette hypothèse est raisonnable car comme le montre la figure 1.11, les amas stellaires d'âge relativement proche : 100-200 Myr pour les Pleiades, M 50, M35 et NGC 2516 ou 500-600 Myr pour M 37, Praesepe, et les Hyades possèdent des distributions de périodes de rotation assez semblables, notamment pour les étoiles de  $0.8 M_{\odot}$ .

### 2.1.3 Évolution stellaire

Nous avons choisi d'utiliser les modèles de Baraffe et al. (1998) pour obtenir l'évolution de la structure interne des étoiles de  $1 M_{\odot}$ ,  $0.8 M_{\odot}$ , et  $0.5 M_{\odot}$  calculée avec une métallicité solaire, un paramètre de longueur de mélange  $\alpha = 1.9$ , et une abondance en Hélium  $Y = 0.275$  pour suivre cette évolution entre 1 Myr et 10 Gyr. Ces modèles fournissent l'évolution de la structure du coeur radiatif dans l'intérieur stellaire, commençant à se développer durant la pré-séquence principale, et de l'enveloppe convective externe. Une longueur de mélange de 1.9 est requise par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour reproduire les caractéristiques du Soleil à son âge actuel (Baraffe et al. 2002).

Ces modèles commencent à  $3 \cdot 10^3$  ans pour le modèle de  $1 M_{\odot}$  et à  $1.6 \cdot 10^3$  ans pour les modèles de  $0.8 M_{\odot}$  et  $0.5 M_{\odot}$ . En utilisant la méthode itérative implicite de Henyey, ces modèles cherchent à résoudre les équations implicites à

une dimension de la structure stellaire. Ces équations sont (Forestini 1999)

$$\text{Conservation de la masse : } \frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.5)$$

$$\text{Équilibre hydrostatique : } \frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2.6)$$

$$\text{Production d'énergie : } \frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_\nu + \epsilon_{grav} \quad (2.7)$$

$$\text{Transport d'énergie : } \frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \frac{T}{P} \nabla \quad (2.8)$$

$$\text{Équations de la nucléosynthèse : } \frac{\partial X_i}{\partial t} = f(X_i, X_j) \quad (2.9)$$

avec  $r$  et  $m$  le rayon stellaire et la masse contenu en dessous de celui-ci,  $\rho$  la masse volumique de l'étoile,  $\nabla$  la gradient de température du milieu,  $\epsilon_\nu$  le taux de perte d'énergie par émission de neutrinos,  $\epsilon_{nuc}$  la production d'énergie nucléaire, et  $\epsilon_{grav}$  l'apport d'énergie gravitationnelle.

Une méthode implicite est une méthode itérative qui à l'inverse des méthodes explicites utilisant l'état d'un système à un instant  $t$ , pour en déduire son état à un instant  $t + dt$ , vont essayer de trouver une solution aux équations de ce système impliquant les deux états (l'actuel et le prochain) à la fois. C'est notamment le cas ici puisque les équations de structure doivent être solutionnées en parallèle des équations de transport d'énergie.

Dans leur modèle, la convection est décrite à l'aide de la théorie de la longueur de mélange  $l$  qui est une approximation du mécanisme de transport de la quantité de mouvement d'un fluide par les contraintes turbulentes de Reynolds au moyen de cellules de convection. En quelque sorte, cette longueur de mélange est la distance caractéristique pour laquelle une quantité  $\partial m$  contenue dans un volume  $\partial V$  va perdre son identité en se thermalisant avec son nouvel environnement. Cette longueur de mélange  $l$  est proportionnel à la hauteur d'échelle de pression

$$H_p = \frac{P}{\left| \frac{dP}{dr} \right|}, \quad (2.10)$$

et finalement

$$l = \alpha H_p \quad (2.11)$$

où  $\alpha$  est un paramètre ajustable. Pour la structure interne profonde ( $T > 10000$  K) les opacités OPAL (Iglesias & Rogers 1996) ont été utilisées et pour les régions de plus faible température celles de Rosseland (Alexander & Ferguson 1994) ont été adoptées. Une atmosphère non-grise est également considérée dans leur modèle.

Une atmosphère grise est une vision idéalisée d'une atmosphère possédant un coefficient d'absorption indépendant de la fréquence quelque soit la profondeur à laquelle on se place. Or, dans les atmosphères stellaires cette absorption varie non seulement en fonction de la profondeur mais aussi de manière irrégulière. Les atmosphères non-grises prennent donc en considération cette variation de

coefficient d'absorption en fonction de la fréquence (Krishna Swamy & Kushwaha 1960).

Le choix des modèles d'évolution de structure interne est relativement "arbitraire" puisque comme l'expose la figure 2.3, les différences d'évolution de plusieurs paramètres stellaires caractéristiques, comme le rayon ou le moment d'inertie, entre modèles structurels sont négligeables (sur la fin de la PMS et sur la séquence principale les erreurs relatives sont inférieures à 1%). Comme l'origine de ce modèle remonte à la fin des années 90, le choix des modèles de structure interne s'est naturellement dirigé vers les modèles de Baraffe et al. (1998). De plus, certaines quantités comme le rayon de giration du cœur et de l'enveloppe ( $k_{rad}$  et  $k_{conv}$ ), essentiels pour calculer le moment d'inertie de l'étoile, ne sont pas forcément fournis dans les données mis à disposition par les auteurs sur leur *page web/ftp*. Néanmoins, nous aurions également pu utiliser les modèles de STAREVOL (Siess et al. 2000; Siess 2006; Palacios et al. 2006) ou encore les modèle *Yonsei-Yale* (Y2) (Yi et al. 2001). La figure 2.4 montre l'évolution de la structure

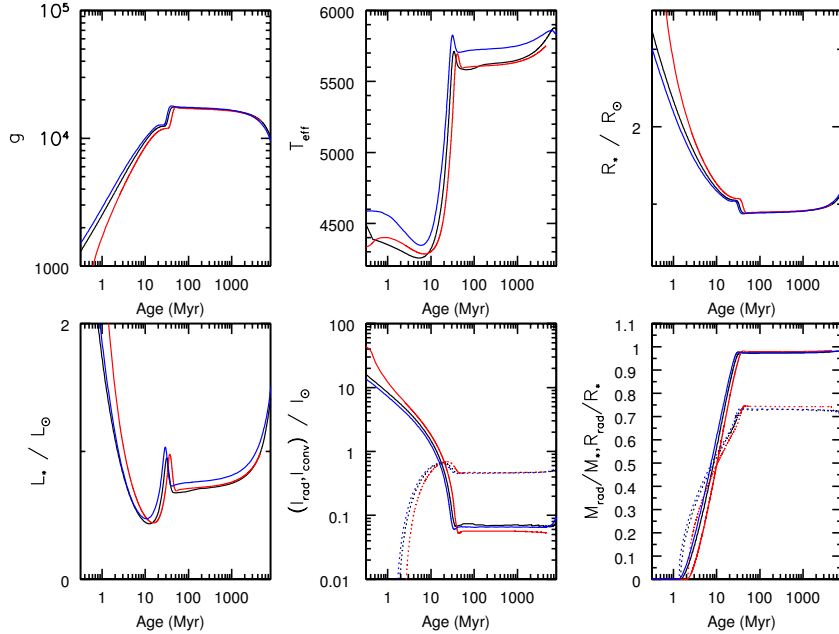


FIGURE 2.3 – Comparaison des modèles de Baraffe (Baraffe et al. 1998) (noir), de STAREVOL (Siess et al. 2000) (rouge) et les modèles *Y2* Yi et al. (2001) (bleue) pour différents paramètres stellaires caractéristiques.

interne donnée par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour les trois masses considérées dans cette étude. Ces quantités stellaires : rayon, moment d'inertie total, moment d'inertie du cœur, rayon et masse du cœur augmentent pour des étoiles de plus en plus massive. La seule exception est le moment d'inertie de l'enveloppe convective qui, au contraire, diminue vers les étoiles plus massives. La taille de la zone radiative est très fortement dépendante de la masse. Alors que dans le cas d'une étoile de  $1 M_{\odot}$  le cœur radiatif représente environ 74% de la taille totale de

l'étoile, cette valeur tombe à 60% dans le cas d'une étoile de  $0.5 M_{\odot}$ . De la même manière, pour une étoile de  $1 M_{\odot}$  presque toute la masse est concentrée dans le coeur radiatif alors que seulement 70% de la masse de l'étoile est contenue dans celui d'une étoile de  $0.5 M_{\odot}$ .

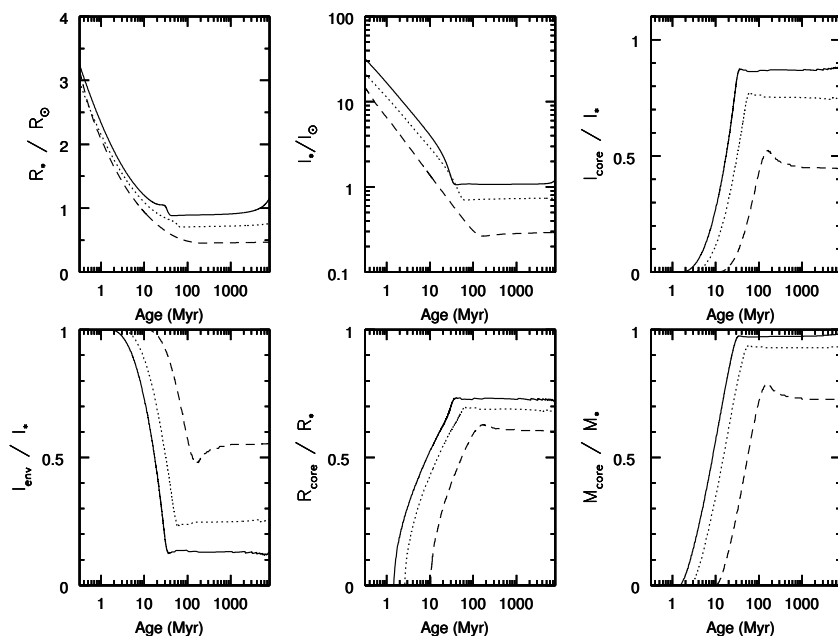


FIGURE 2.4 – Évolution des paramètres stellaires principaux (exprimés en unité solaire) donnés par les modèles de Baraffe et al. (1998) pour  $1 M_{\odot}$  (ligne solide),  $0.8 M_{\odot}$  (ligne en pointillé), et  $0.5 M_{\odot}$  (ligne avec des tirets). *Panneaux du haut, de gauche à droite* : rayon stellaire, moment d’inertie total, moment d’inertie du coeur. *Panneaux du bas, de gauche à droite* : moment d’inertie de l’enveloppe convective, rayon du coeur et mass du coeur.

## 2.2 Modèle paramétrique de l'évolution du moment cinétique

Les modélisations numériques sont de nos jours extrêmement importantes car elles représentent la seule manière d'étudier rapidement les différentes régions de l'univers. L'intérêt des modèles paramétriques est qu'il est possible de décrire des phénomènes physiques, peu ou mal connus, d'une manière simplifiée en considérant que leur effet "global" sur le système étudié. L'avantage de ce type de modèle est qu'il fournit des contraintes et des informations (tendance d'évolution) sur les quantités caractérisant ces processus physiques. Il permet également d'avoir une idée qualitative et quantitative de l'impact de ces phénomènes sur l'évolution du moment cinétique stellaire. Cependant, le principal inconvénient est qu'il faudra alors utiliser des paramètres libres que l'on fixera en se basant sur les observations.



L'utilisation de ces derniers rend alors tout résultat dépendant du modèle employé. De plus, à cause de ces simplifications, les effets de second ordre (comme par exemple l'interaction étoile/planète ; c.f. Bolmont et al. (2012)) ne nous seront pas accessibles.

### 2.2.1 Mécanismes physiques

Pour reproduire les observations, les modèles d'évolution du moment cinétique doivent inclure trois phénomènes physiques principaux : l'interaction étoile-disque durant le début de la PMS supposée "bloquer" la rotation stellaire pendant plusieurs millions d'années ; les pertes de matière par le biais de vents stellaires très puissantes qui vont extraire du moment cinétique de l'étoile ; et la redistribution du moment cinétique dans l'intérieur stellaire (Krishnamurthi et al. 1997; Allain 1998; Talon & Charbonnel 2003, 2005; Denissenkov & Pinsonneault 2007; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2010; Eggenberger et al. 2012a; Charbonnel et al. 2013). L'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse est alors dictée par l'impact de chacun de ces processus physiques entre le début de la PMS et l'âge du Soleil.

D'autres phénomènes physiques, que l'on pourrait qualifier de secondaires, s'appliquent également sur l'étoile. Par le biais de son évolution interne, le moment d'inertie et le moment cinétique de l'étoile vont se répartir entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective. Bien que cette répartition n'affecte pas l'évolution du moment cinétique total, elle aura un effet extrêmement important sur la vitesse de rotation de surface, notamment durant la PMS lorsque l'étoile se contractera sur elle-même. Comme nous le verrons dans la suite, l'évolution du taux de rotation durant cette phase a un impact direct sur les trajets rotationnels des étoiles de faible masse.

#### 2.2.1.1 Loi de freinage

Lors de leur évolution, les étoiles de faible masse perdent du moment cinétique par le biais de vents stellaires magnétisés (Schatzman 1962; Weber & Davis 1967). En considérant que la matière du vent stellaire est maintenue en rotation solide avec la surface de l'étoile, la quantité de moment cinétique qu'il transporte sera directement proportionnelle à la distance  $r$  le séparant de l'étoile. À l'instant où le champ magnétique n'aura plus d'effet sur la matière qu'il transporte, ces pertes de moment cinétique seront d'autant plus importantes que la distance associée sera grande. Dans ce modèle nous avons adopté le formalisme de Weber & Davis (1967) pour décrire les vents stellaires au sein de champ magnétique dipolaire axisymétrique. En résolvant les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale (viscosité nulle, conductivité du milieu infini et une équation d'état polytropique) ils donnent le taux de perte de moment cinétique induit par le vent stellaire. En supposant une symétrie sphérique pour les pertes de masse, cette loi de freinage s'exprime :

$$\dot{J}_{vent} = \Gamma_{vent} \approx \Omega_* \dot{M}_{vent} r_A^2 \quad (2.12)$$

avec  $\Omega_*$  la vitesse de rotation de surface de l'étoile,  $\dot{M}_{vent}$  le taux perte de masse induit par les vents stellaires, et  $r_A$  le rayon d'Alfvén moyen (Washimi & Shibata 1993; Matt et al. 2012a).

Le rayon d'Alfvén est défini comme le point où le rapport entre l'énergie cinétique du vent stellaire et la densité d'énergie du champ magnétique (i.e. le nombre de Mach Alfvénic  $M_A = u/V_A$ , avec  $u$  la vitesse radiale du vent (Cranmer & Saar 2011)) est égal à 1. En d'autre terme,  $r_A$  est la distance pour laquelle la vitesse du vent stellaire devient supérieur à la vitesse des ondes d'Alfvén

$$V_A = \frac{B_*}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (2.13)$$

où  $B_*$  est l'intensité du champ magnétique,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide, et  $\rho$  est la masse volumique du milieu. Ces ondes d'Alfvén sont des ondes longitudinales MHD lié à l'oscillation des ions du plasma du vent stellaire.

À cette distance particulière ( $r_A$ ), le champ magnétique n'a plus de contrôle sur les particules chargées du vent stellaire qu'il transporte. Cette matière est alors considérée comme étant "perdue" pour l'étoile. Comme on peut le voir avec l'équation 2.12, le rayon d'Alfvén a ici le rôle d'un bras de levier puisque c'est lui qui contrôle l'ordre de grandeur des pertes de moment cinétique (i.e.  $\dot{J}_{vent} \propto r_A^2$ )

En utilisant des simulations MHD axisymétriques à deux dimensions, pour calculer les solutions d'équilibre de vent stellaire d'étoile en rotation, et possédant un champ magnétique dipolaire, Matt et al. (2012a) proposent, en étendant les simulations de Matt & Pudritz (2008a) sur un espace de paramètre plus large, une nouvelle expression analytique du rayon d'Alfvén en fonction des paramètres stellaires

$$r_A = K_1 \left[ \frac{B_p^2 R_*^2}{\dot{M}_{vent} \sqrt{K_2^2 v_{esc}^2 + \Omega_*^2 R_*^2}} \right]^m R_*, \quad (2.14)$$

avec  $R_*$  le rayon stellaire,  $B_p$  l'intensité de surface à l'équateur du champ magnétique dipolaire de l'étoile, et  $v_{esc} = \sqrt{2GM_*/R_*}$  la vitesse de libération. Matt et al. (2012a) partent du résultat de Matt & Pudritz (2008a) montrant que le rapport  $r_A/R_* = K\Upsilon^m$ , avec  $K$  et  $m$  deux variables sans dimension et  $\Upsilon = B_p^2 R_*^2 / (\dot{M}_{vent} v_{esc})$  (en prenant  $m = 0.5$  on retrouve le résultat de Kawaler 1988). En intégrant les effets magnéto-centrifuges ayant pour conséquence d'augmenter la vitesse d'éjection du vent stellaire lorsque la rotation est suffisamment rapide, ils obtiennent l'expression de l'équation 2.14. En étudiant l'évolution du rapport  $r_A/R_*$  pour 50 simulations couvrant un large espace de paramètre, Matt et al. (2012a) contraignent  $K_1 = 1.3$ ,  $K_2 = 0.0506$  et  $m = 0.2177$ . Les paramètres  $K_1$  et  $m$  quantifient comment les mécanismes comme l'accélération du vent, les variations d'intensité de champ magnétique en fonction de la distance, et la fraction surfacique de flux magnétiques ouverts participant à la génération des vents, dépendent de la valeur de  $\Upsilon$  pour un taux de rotation donné. Quant au facteur  $K_2$ , il détermine à quel taux la rotation stellaire devient dynamiquement significatif pour le vent, au travers des effets centrifuges.

Bien que d'un point de vue théorique c'est l'intensité de champ magnétique dipolaire qui intervient dans les calculs du rayon d'Alfvén, nous avons identifié  $B_p$  au champ magnétique moyen  $B_* f_*$ , où  $B_*$  est l'intensité du champ magnétique et  $f_*$  le facteur de remplissage magnétique, i.e. la fraction de la surface stellaire qui est magnétisée (cf. Reiners & Mohanty 2012). Du fait des grandes valeurs atteintes par le rayon d'Alfvén (avec cette expression  $r_A \approx 50 R_\odot$  sur la séquence principale et  $r_A = 16 R_\odot$  à l'âge du Soleil) le champ magnétique impliqué dans les pertes de moment cinétique est préférentiellement le champ à grande échelle (pour le Soleil  $\approx 2$  Gauss) et non pas le champ magnétique dipolaire idéal généralement prit en compte dans les simulations numériques.

Pour exprimer le taux de perte de moment cinétique en fonction de la vitesse de rotation il est nécessaire d'avoir les expressions de  $B_* f_*$  et  $\dot{M}_{vent}$  également en fonction de cette quantité. Pour cela nous avons utilisé les modèles de Cranmer & Saar (2011) pour obtenir  $B_* f_*$  et  $\dot{M}_{vent}$  en fonction de paramètres stellaires connus.

### - Champ magnétique

Dans cette étude nous supposons que le champ magnétique est généré par effet dynamo, i.e., que l'intensité moyenne du champ magnétique de surface est proportionnelle à une certaine puissance de la vitesse de rotation de l'étoile. Le champ magnétique moyen peut alors s'écrire

$$B_* f_* \propto \Omega_*^b, \quad (2.15)$$

où  $b$  est l'exposant de l'effet dynamo. Comme le champ magnétique est supposé être à l'équilibre thermique avec la photosphère stellaire, il peut être exprimé en fonction du champ magnétique à l'équipartition  $B_{eq}$ . C'est notamment ce que montrent les mesures de champ magnétique suggérant que l'intensité  $B_*$  est proportionnelle à  $B_{eq}$  (voir Cranmer & Saar 2011, et figure 2.5)

$$B_* \approx 1.13 B_{eq}, \quad (2.16)$$

avec  $B_{eq}$  défini comme

$$B_{eq} = \sqrt{\frac{8\pi\rho_*k_B T_{eff}}{\mu m_H}} \quad (2.17)$$

où  $\rho_*$  est la densité photosphérique,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_{eff}$  la température effective,  $\mu$  le poids atomique moyen, et  $m_H$  la masse d'un atome d'hydrogène.

En utilisant les mesures de champ magnétique de 29 étoiles, Cranmer & Saar (2011) ont trouvé que le rapport  $B_*/B_{eq}$  ne dépend que très légèrement de la période de rotation, i.e.,  $B_*/B_{eq} \propto P_{rot}^{-0.13}$ . Ceci implique que le champ magnétique moyen est presque constant vis-à-vis de la vitesse de rotation. Ce comportement est en accord avec les observations de Saar (1996) mettant en évidence une légère

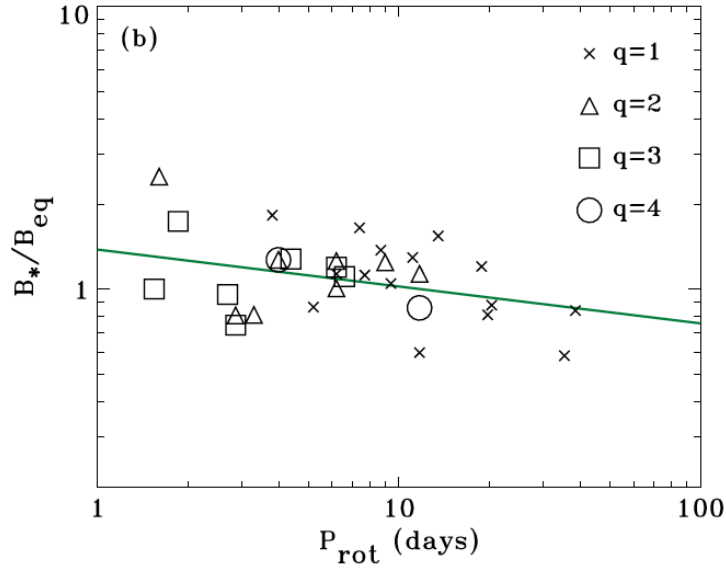


FIGURE 2.5 – Valeurs observationnelles de  $B_*/B_{eq}$  en fonction de la période de rotation. Les symboles font référence à des facteurs de qualité concernant les données (de croix = faible, triangle, carré, à rond = bonne). La ligne verte montre un ajustement en loi de puissance de la forme  $B_* \propto P_{rot}^{-0.13}$ . Crédit Cranmer & Saar (2011).

augmentation du rapport  $B_*/B_{eq}$  pour des périodes de rotation courtes  $P_{rot} < 3$  jours (voir Saar 1996, Fig. 3). À l'inverse, le facteur de remplissage magnétique  $f_*$  semble très fortement dépendre du nombre de Rossby  $Ro = P_{rot}/\tau_{conv}$ , où  $\tau_{conv}$  et le temps de retournement convectif. Selon Saar (1996),  $f_* \propto P_{rot}^{-1.8}$ , alors que Cranmer & Saar (2011) proposent deux courbes de tendances différentes pour  $f_*$  représentant, respectivement, les parties inférieure et supérieure des enveloppes du graphique  $f_*$ - $Ro$  (Figure 2.6) :

$$f_{min} = \frac{0.5}{[1 + (x/0.16)^{2.6}]^{1.3}}, \quad (2.18)$$

qui est le facteur de remplissage magnétique lié aux tubes de flux ouverts, avec  $x = Ro/Ro_{\odot}$ ,  $Ro_{\odot} = 1.96$ , et

$$f_{max} = \frac{1}{1 + (x/0.31)^{2.5}}, \quad (2.19)$$

relié aux tubes de flux fermés des régions actives. Leurs ajustements empiriques donnent  $f_{min} \propto Ro^{-3.4}$  et  $f_{max} \propto Ro^{-2.5}$ . De plus ils reproduisent l'apparente saturation que l'on observe entre  $Ro = 0.10 - 0.2$  dans les jeux de données observationnelles (Saar 1996, 2001; Reiners et al. 2009). Dans le cadre de notre modèle, le facteur de remplissage le plus pertinent est  $f_{min}$  qui est associé aux tubes de flux ouverts supposés transporter la matière au travers des vents stellaires. Nous préférons donc l'expression de  $f_{min}$  par la suite, en la modifiant légèrement dans

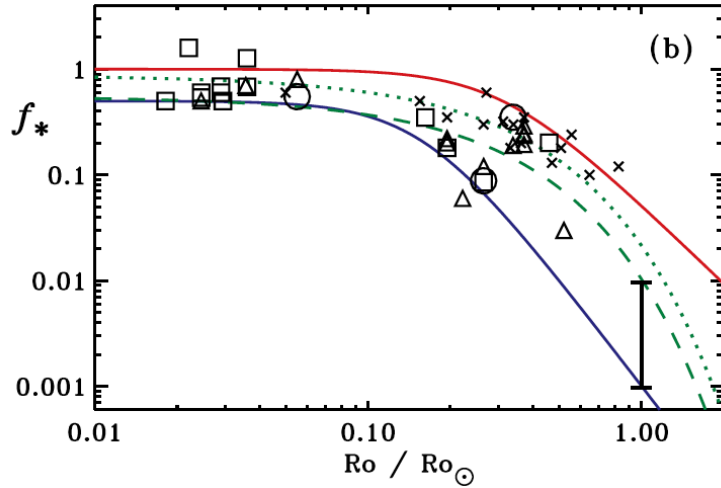


FIGURE 2.6 – Facteur de remplissage magnétique  $f_*$  en fonction du nombre de Rossby  $Ro$ . Les différents symboles ont la même signification que dans la figure 2.5. Les courbes rouge et bleue représentent respectivement  $f_{max}$  (équation 2.19) et  $f_{min}$  (équation 2.18). Les courbes vertes montrent les ajustements provenant de l'Eq (2.3) (pointillé; empirique) et (7.3) (tiret; théorique) de Montesinos & Jordan (1993). Les valeurs possibles de  $f_*$  pour le Soleil sont représentées par la barre verticale. Crédit Cranmer & Saar (2011).

le but de reproduire le facteur de remplissage moyen du Soleil ( $f_\odot = 0.001-0.01$ , voir Table 1 de Cranmer & Saar 2011) (c.f. figure 2.7)

$$f_* = f_{mod} = \frac{0.55}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}}. \quad (2.20)$$

L'expression du temps de retournement convectif  $\tau_{conv}$  est donné numériquement par

$$\tau_{conv} = l/v_c = \alpha H_p/v_c, \quad (2.21)$$

avec  $l$  la longueur de mélange et  $v_c$  la vitesse de convection (Gilliland 1985; Rucinski & Vandenberg 1986; Catalano 1988; Landin et al. 2010) où par

$$\tau_{conv} = \int_{R_b}^{R_*} \frac{dr}{v_c}, \quad (2.22)$$

avec  $R_b$  la base de l'enveloppe convective (Kim & Demarque 1996). Et empiriquement par une relation  $\tau_{conv} = f(B-V)$  (Noyes et al. 1984; Rucinski & Vandenberg 1986; Stepien 1994)

Cranmer & Saar (2011) utilisent l'ajustement paramétrique aux modèles stellaires sur la ZAMS de Gunn et al. (1998)

$$\tau_{conv} = 314.24 \exp \left[ -\frac{T_{eff}}{1952.5} - \left( \frac{T_{eff}}{6250} \right)^{18} \right] + 0.002, \quad (2.23)$$

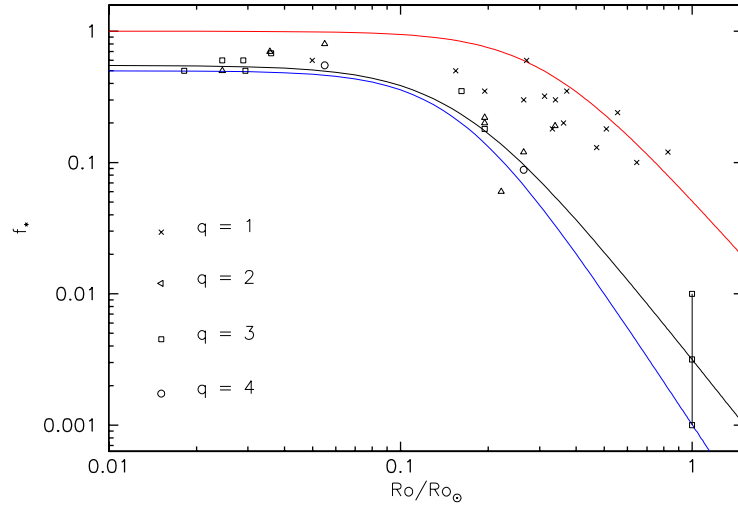


FIGURE 2.7 – Facteur de remplissage magnétique  $f_*$  en fonction du nombre de Rossby  $Ro$ . Les courbes rouge et bleue représentent respectivement  $f_{max}$  et  $f_{min}$  provenant de Cranmer & Saar (2011). La courbe noir représente  $f_{mod}$ . Les différents symboles ont la même signification que dans la figure 2.5 et les données proviennent de la Table 1 de Cranmer & Saar (2011). Les valeurs possibles de  $f_*$  pour le Soleil sont représentées par la barre verticale

valide entre  $3300 \lesssim T_{eff} \lesssim 7000$  K. La figure 2.8 montre l'évolution temporelle de cette fonction pour les étoiles de  $1 M_\odot$ . Sur la séquence principale le temps de retournement convectif évolue de 30 jours à  $\approx 10$  Myr et se stabilise autour de 15 jours pour des âges  $> 30$  Myr.

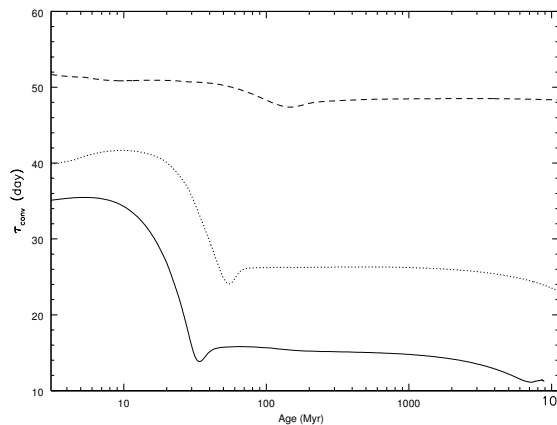


FIGURE 2.8 – Évolution du temps de retournement convectif  $\tau_{conv}$  en fonction du temps pour les étoiles de  $1 M_\odot$  (ligne solide),  $0.8 M_\odot$  (pointillé), et  $0.5 M_\odot$  (tiret).

Nous avons utilisé le modèle BOREAS<sup>1</sup> développé par Cranmer & Saar (2011) pour obtenir le champ magnétique moyen  $B_* f_*$  en fonction de la densité photosphérique, de la température effective, et de la vitesse de rotation. La densité photosphérique est calculée par BOREAS à chaque pas de temps fourni par les modèles de structure interne de Baraffe et al. (1998), et  $f_*$  est calculé en utilisant l'équation 2.20.

Finalement,  $B_* f_*$  peut s'exprimer

$$\begin{aligned} B_* f_* &= 1.13 \times B_{eq} \times f_*, \\ &= 1.13 \sqrt{\frac{8\pi\rho_* k_B T_{eff}}{\mu m_H}} \frac{0.55}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

### - Perte de masse

Le taux de perte de masse est une quantité difficile à estimer à partir des observations. Les quelques estimations que l'on possède se basent sur des mesures indirectes utilisant l'interaction du vent stellaire avec le milieu interstellaire. C'est le cas notamment de Wood et al. (2002, 2005) où ils utilisent la signature de l'absorption de la raie  $Ly\alpha$  dans le spectre de l'étoile. Celle-ci est induite par la production d'une population d'hydrogènes chauds et ionisés suite aux collisions du vent stellaire avec la matière contenue dans le milieu interstellaire. Cette absorption peut ensuite être traduite en un taux de perte de masse moyen.

Pour palier à ce manque de mesure nous devons donc utiliser des simulations de vent stellaire, comme par exemple les modèles de Cranmer & Saar (2011) ou de Vidotto et al. (2014b), calibrés sur le peu de donnée observationnelle existant. Comme dans le cas du champ magnétique nous avons utilisé, pour avoir un modèle cohérent, les résultats du modèle BOREAS. Celui-ci nous fournit le taux de perte de masse de vents chauds, provenant de la couronne stellaire, en fonction de plusieurs paramètres caractéristiques tels que la vitesse de rotation, la luminosité, et le rayon stellaire.

Le principe de BOREAS est de suivre le flux d'énergie des turbulences magnétohydrodynamiques à partir de la zone convective jusqu'à leur éventuelle dissipation et leur fuite au travers des lignes de champ ouvertes. Dans l'intérieur stellaire, des ondes d'Alfvén sont produites par les mouvements de turbulence convective. En étudiant la propagation de ces ondes dans la photosphère stellaire, et notamment la quantité d'énergie  $F_{A*}$  qu'elles déposeront, Cranmer & Saar (2011) obtiennent une estimation du taux de perte de masse stellaire.

Ce taux dépend très fortement de  $F_{A*}$  car cette dernière sera convertie en flux d'énergie thermique générant les vents stellaires (voir Musielak & Ulmschneider 2001, 2002a,b, pour une description plus complète de ce mécanisme).

Ces ondes d'Alfvén sont produites par l'interaction entre les tubes de champ magnétique supposés minces, orientés verticalement et de section circulaire, enracinés dans la zone convective de l'intérieur stellaire, et les mouvements turbulents du milieu externe aux tubes de champ magnétique. En supposant que le vent est

---

1. <https://www.cfa.harvard.edu/~scranmer/Data/Mdot2011/>

produit par la pression du gaz de la photosphère dans la couronne stellaire, comme c'est sûrement le cas pour les étoiles de type spectral G-K, ce taux de perte de masse peut être exprimé par (Cranmer & Saar 2011)

$$\frac{\dot{M}}{10^{-10}M_{\odot}an^{-1}} \propto \left(\frac{R_*}{R_{\odot}}\right)^{16/7} \left(\frac{L_*}{L_{\odot}}\right)^{-2/7} \left(\frac{F_{A*}}{10^9 erg cm^{-2} s^{-1}}\right)^{12/7} f_*^{(4+3\theta)/7}, \quad (2.25)$$

où  $\theta$  est une constante sans dimension comprise entre 0 et 1 ( $\theta$  est prit égal à  $1/3$ , c.f. Cranmer & Saar (2011)).

Nous avons également légèrement modifié l'expression de  $F_{A*}$ , donné par BOREAS, en partie pour incorporer la différence des valeurs, considérées dans BOREAS et dans cette étude, du paramètre de longueur de mélange  $\alpha = l/H_p$ , où  $l$  correspond à la distance caractéristique de dissolution des cellules de convection dans l'intérieure stellaire, et  $H_p$  est la hauteur d'échelle de pression correspondant à la distance pour laquelle la pression varie de  $1/\exp$ , ainsi que du rapport  $B/B_{eq}$ . En effet,  $F_{A*}$  dépend assez fortement de ces paramètre avec une dépendance  $F_{A*} \propto \alpha^{2.1-2.4}$  et  $F_{A*} \propto 1/(B_*/B_{eq})^{3.5-3.6}$  (Musielak & Ulmschneider 2001, 2002b). Alors que dans cette étude nous considérons  $\alpha = 1.9$  et un rapport  $B/B_{eq} = 1.13$ , Cranmer & Saar (2011) utilisent  $\alpha = 2$  et  $B/B_{eq} = 0.85$ . Il est alors nécessaire de réévaluer  $F_{A*}$  pour tenir compte de ces différences dans le but de reproduire le taux de perte de masse du Soleil ( $\dot{M}_{\odot} = 1.25 - 1.99 \times 10^{12} \text{ g.s}^{-1}$ , voir Table 2 de Cranmer & Saar 2011). Cranmer & Saar (2011) surestime  $F_{A*}$  d'un facteur environ 5 (voir les équations 14 et 15 de Musielak & Ulmschneider 2002b). Nous avons alors adopté un facteur diviseur empirique de 2.5 dans notre modèle pour ainsi produire un taux de perte de masse de  $1.42 \times 10^{12} \text{ g.s}^{-1}$  à l'âge du Soleil, en accord avec l'estimation de la gamme de valeur du taux de perte de masse solaire précédente. Après un ajustement des données de Musielak & Ulmschneider (2002b), Cranmer & Saar (2011) donne  $F_{A*}$  en fonction de la température effective et de la gravité

$$F_{A*} = F_0 \left(\frac{T_{eff}}{T_0}\right)^{\epsilon} \times \exp[-(T_{eff}/T_0)^{25}] \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}, \quad (2.26)$$

$$F_0 = 5.724 \times \exp(-\log g/11.48) \times 10^9 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}, \quad (2.27)$$

$$T_0 = 1000 \times (5.624 + 0.6002 \log g) \text{ K}, \quad (2.28)$$

$$\epsilon = 6.774 + 0.5057 \log g. \quad (2.29)$$

## - Perte de moment cinétique

En combinant les expressions analytiques du champ magnétique (équation 2.24) et du taux de perte de masse (équation 2.25) nous obtenons l'expression suivante pour le taux de perte de moment cinétique :



$$\begin{aligned}
 \dot{J}_{vent} = \Gamma_{vent} \propto \Omega_* \left( \frac{R_*}{R_\odot} \right)^{16/7} \left( \frac{L_*}{L_\odot} \right)^{-2/7} (F_{A*})^{12/7} f_*^{5/7} \\
 \times \left[ K_1 \left[ \frac{B_p^2 R_*^2}{\dot{M}_{vent} \sqrt{K_2^2 v_{esc}^2 + \Omega_*^2 R_*^2}} \right]^m R_* \right]^2
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

### - Évolution des quantités

La Figure 2.10 nous montre l'évolution de  $B_* f_*$ ,  $\dot{M}$ , et  $\dot{J}$  en fonction de la vitesse de rotation. Ces trois quantités sont tracées pour les trois bin de masse considérés dans cette étude :  $1 M_\odot$  (trait plein),  $0.8 M_\odot$  (ligne en pointillé), et  $0.5 M_\odot$  (tirets). Le champ magnétique présente deux régimes différents en fonction

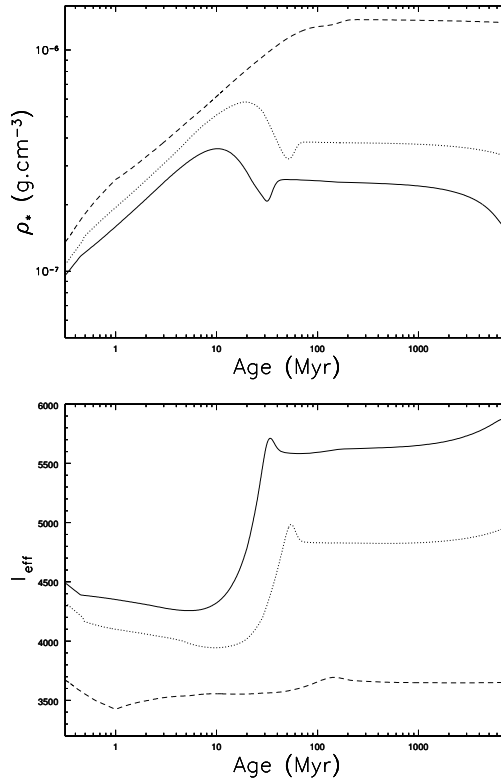


FIGURE 2.9 – *Haut* : Densité photosphérique en fonction de l'âge calculé à partir de BOREAS (Cranmer & Saar 2011). *Bas* : Évolution de la température effective en fonction de l'âge (Baraffe et al. 1998). Pour  $1 M_\odot$  (ligne pleine),  $0.8 M_\odot$  (ligne en pointillé), and  $0.5 M_\odot$  (tirets).

de la vitesse angulaire des étoiles (Krishnamurthi et al. 1997; Bouvier et al. 1997; Saar 1996, 2001). Pour les vitesses de rotation lentes et jusqu'à une vitesse seuil que l'on nomme la vitesse de saturation  $\Omega_{sat}$ , dépendant de la masse considérée, le champ magnétique se trouve dans un régime dit non-saturé. Dans ce régime, le champ magnétique peut être exprimé par une relation en loi de puissance en

fonction de la vitesse de rotation,  $B_* f_* \propto \Omega_*^b$  (où  $b = 2.6$  pour les étoiles de  $1 M_\odot$ , voir Gallet & Bouvier 2013). A l'inverse, pour de vitesses de rotation importantes le champ magnétique est dans un régime dit saturé, où il peut être considéré comme constant indépendamment de la vitesse de rotation (voir Figure 2.10). Ce dernier augmente en direction des étoiles de plus faible masse et semble saturer à des valeurs d'intensités plus élevées pour les étoiles de faible masse. Comme  $B_{eq}$  est seulement fonction de  $T_{eff}$  et  $\rho_*$ , pour une valeur donnée du nombre de Rossby ( $\approx$  pour une valeur donnée de la vitesse de rotation) le champ magnétique moyen augmentera vers les masses décroissantes. En effet, la densité photosphérique d'une étoile de  $0.5 M_\odot$  est presque un ordre de grandeur plus grande que celle d'une étoile de  $1 M_\odot$  (voir figure 2.9 *panneau du haut*) alors que la température effective montre des variations plus faibles entre les trois masses (voir figure 2.9 *panneau du bas*).

Le champ magnétique moyen arbore également deux régimes distincts quand on le trace en fonction du nombre de Rossby (voir l'insert de la Figure 2.10 *panneau du haut*). Il augmente pour des nombres de Rossby décroissants ( $\approx$  pour des périodes de rotation décroissantes) et atteint des intensités plus importantes, lors de la saturation, pour les faible masse. Dans le régime saturé il semble suivre la même évolution indépendamment de la masse stellaire considérée. Ce comportement provient du fait que le nombre de Rossby est une normalisation de la période de rotation par le temps de retournement convectif. Deux étoiles avec le même nombre de Rossby produiront un champ magnétique presque identique. À l'inverse des travaux théorique (Kawaler 1988; Keppens et al. 1995; Bouvier et al. 1997; Reiners & Mohanty 2012) utilisant deux expressions du facteur de remplissage magnétique pour les régimes saturé et non-saturé, une seule fonction "lissée" est utilisée ici pour décrire ces deux régions. La saturation du champ magnétique est alors fixée par l'expression du facteur de remplissage  $f_*$  (i.e. équation 2.24) qui est directement suggérée par les observations (Saar 1996, 2001). De plus, comme  $f_*$  est une simple fonction du nombre de Rossby, son expression peut-être directement étendue aux étoiles de plus faible masse.

Comme nous pouvons le voir, le champ magnétique moyen augmente entre  $\Omega_* \simeq 1 \Omega_\odot$  et  $\Omega_* \simeq 10 \Omega_\odot$ , et commence par la suite à saturer vers  $\Omega_* \geq 15 \Omega_\odot$ . Pour les étoiles de type solaire nous obtenons les expressions asymptotiques suivantes pour les régimes de rotation lents et rapides,

$$B_* f_*(G) \simeq 7.3 \left( \frac{\Omega_*}{\Omega_\odot} \right)^{2.6} \quad \text{si } 1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot, \quad (2.31)$$

$$B_* f_*(G) \simeq 910 \quad \text{si } \Omega_* \geq \Omega_{sat}, \quad (2.32)$$

avec  $\Omega_{sat} \approx 15 \Omega_\odot$ . La saturation du champ magnétique moyen est directement dictée par l'expression de  $f_*$  que nous avons adopté dans nos simulations. Pour le nombre de Rossby, nous utilisons la prescription de Cranmer & Saar (2011), i.e., dans le cas d'une étoile de type solaire  $\tau_{conv} \approx 30$  jours à 10 Myr, et décroît jusqu'à 15 jours pour un âge supérieur à 30 Myr. Les mesures de champ magnétique semblent suggérer que la saturation de celui-ci est atteinte pour des nombre de Rossby  $Ro \lesssim 0.1 - 0.13$  (voir Reiners et al. 2009, figure 6). En prenant  $\tau_{conv} \approx$

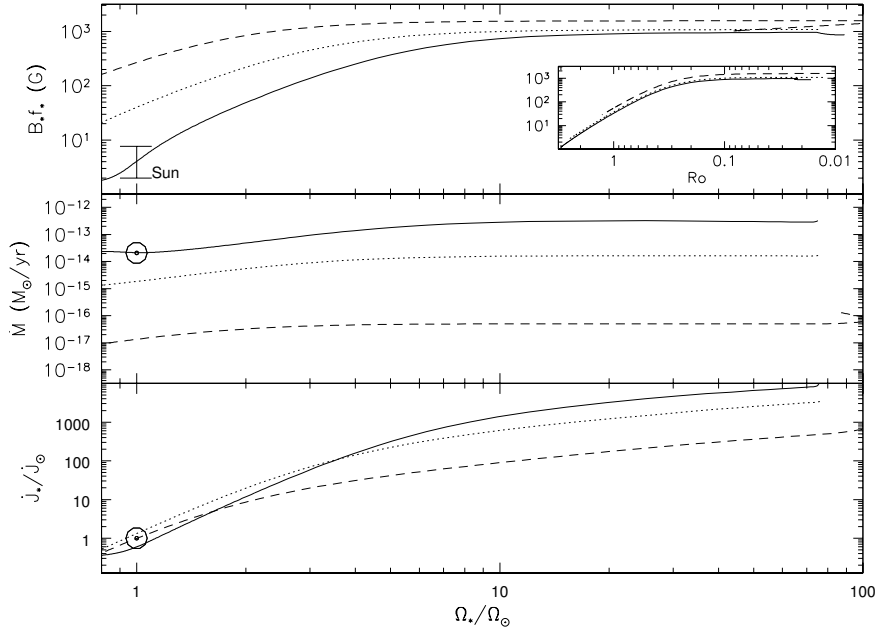


FIGURE 2.10 – *Panneau du haut* : Intensité du champ magnétique moyen calculé à partir de BOREAS en fonction de la vitesse de rotation normalisée à la vitesse de rotation du Soleil pour  $1 M_{\odot}$  (ligne pleine),  $0.8 M_{\odot}$  (ligne en pointillé), and  $0.5 M_{\odot}$  (tirets). La gamme de valeur du champ magnétique moyen du Soleil  $B_*f_* = 2 - 7.7 G$  est représentée par la barre verticale. *Panneau du milieu* : Taux de perte de masse calculé à partir de BOREAS en fonction de la vitesse de rotation normalisée à la vitesse de rotation du Soleil pour  $1 M_{\odot}$  (ligne pleine),  $0.8 M_{\odot}$  (ligne en pointillé), and  $0.5 M_{\odot}$  (tirets). L'estimation du taux de perte de masse du Soleil est représentée par le cercle. *Panneau du bas* : Taux de perte de moment cinétique en fonction de la vitesse de rotation. Ces deux quantités sont normalisées à celles du Soleil ( $\dot{J}_{\odot} = 7.169 \times 10^{30} \text{ g.cm}^2.\text{s}^{-2}$  et  $\Omega_{\odot} = 2.87 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ). L'évolution temporelle de  $T_{eff}$  et  $R_*$  sur la séquence principale est incluse dans le calcul de  $\dot{J}/\dot{J}_{\odot}$  pour chaque modèle.

15 jours, cette gamme de  $Ro$  se traduit par une saturation du champ magnétique arrivant entre  $\Omega_{sat} \sim 13 - 17 \Omega_{\odot}$ , qui est totalement en accord avec la valeur provenant de nos simulations (cf. Figure 2.10).

Tout comme le champ magnétique, le taux de perte de masse augmente également avec la vitesse de rotation et semble saturer à des taux de rotation distincts pour les différentes masses. Comme  $F_{A*}$  (de l'équation 2.25) est seulement fonction de  $T_{eff}$  et  $\log(g)$ , il décroît très fortement vers les faibles masses car le rayon et la température effective de ces étoiles diminuent rapidement. En conséquence, le taux de perte de masse déclinera pour les faibles masses. De plus, comme ce dernier dépend du facteur de remplissage magnétique, il va lui aussi saturer suivant l'évolution de  $f_*$ .

Pour les étoiles de type solaire nous obtenons les expressions asymptotiques

suivantes pour les régimes de rotation lents et rapides,

$$\dot{M}_{vent} \simeq 1.14 \times 10^{12} \left( \frac{\Omega_*}{\Omega_\odot} \right)^{1.58} g.s^{-1} \quad \text{si } 1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot, \quad (2.33)$$

$$\dot{M}_{vent} \simeq 2.4 \times 10^{13} g.s^{-1} \quad \text{si } \Omega_* \geq \Omega_{sat}, \quad (2.34)$$

où  $\Omega_{sat} \approx 15 \Omega_\odot$ .

Enfin, le champ magnétique moyen  $B_* f_*$  et le taux de perte de masse  $\dot{M}_{vent}$  sont calculés à chaque pas de temps des modèles de Baraffe et al. (1998) et sont utilisés pour estimer les pertes de moment cinétique induites par le vent stellaire.

En dehors de  $B_* f_*$  et  $\dot{M}_{vent}$ ,  $K_1$  (voir Équation 2.14) est le seul paramètre qui contrôle le taux de perte de moment cinétique. Pour reproduire les observations, les modèles requièrent que le paramètre  $K_1$  soit réévalué pour chaque masse. A cause de cette renormalisation, le taux de perte de moment cinétique des trois bins de masse apparait suivre la même évolution pour des vitesses de rotation  $\Omega_* < 2 \Omega_\odot$  (voir figure 2.10) et différentes pour des vitesses plus grandes. Comme  $B_* f_*$  et  $\dot{M}_{vent}$ , le taux de perte de moment cinétique  $dJ/dt$  augmente en fonction de la vitesse de rotation et atteint une valeur constante, plus élevée pour les étoiles de  $1 M_\odot$  que pour celles de  $0.5 M_\odot$ , à la saturation.

Pour mettre en évidence la dépendance du taux de perte de moment cinétique sur les paramètres stellaires et principalement sur la vitesse de rotation, nous exprimons  $dJ/dt$ , dans les cas asymptotiques des rotateurs lents et rapides, comme une fonction en loi de puissance combinant les équations 2.12, 2.14, 2.31, 2.32, 2.33, et 2.34, pour obtenir dans le cas des étoiles de type solaire :

$$\frac{dJ}{dt} = 1.22 \times 10^{36} \frac{K_1^2 R_*^{3.1}}{(K_2^2 2GM_* + \Omega_*^2 R_*^3)^{0.22}} \Omega_*^{4.17} g.cm^2 s^{-2} \quad (2.35)$$

si  $1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot$ , et

$$\frac{dJ}{dt} = 2.18 \times 10^{16} \frac{K_1^2 R_*^{3.1}}{(K_2^2 2GM_* + \Omega_*^2 R_*^3)^{0.22}} \Omega_* g.cm^2 s^{-2} \quad (2.36)$$

dans le régime saturé ( $\Omega_* \geq 15 \Omega_\odot$ ).

### 2.2.1.2 Découplage coeur/enveloppe

Le transport du moment cinétique dans l'intérieur stellaire est l'un des mécanismes physiques les plus importants se manifestant dès le début de la séquence principale. Gallet & Bouvier (2013) ont montré que ce processus est crucial, dans le but de reproduire les observations, car il permet le stockage dans le coeur radiatif d'une grande partie du moment cinétique de l'étoile. Comme ce mécanisme n'est encore pas très bien décrit et contraint par les travaux théoriques, nous ne considérerons ici que l'effet global de cet échange de moment cinétique sur l'évolution de la vitesse de rotation. Il existe pour le moment trois types de processus physiques susceptibles transporter du moment cinétique dans l'intérieur stellaire : les instabilité hydrodynamiques par le biais des circulations méridionales et des

contraintes de cisaillement (Krishnamurthi et al. 1997), le champ magnétique interne qui à cause de la rotation différentielle va générer des force de Lorentz s'opposant à cette rotation non uniforme (Charbonneau & MacGregor 1993; Eggenberger et al. 2005), et les ondes de gravité internes générées à l'interface zone radiative/convective semblables aux ondes de gravité à la surface des océans ou dans l'atmosphère terrestre (Press 1981; Zahn et al. 1997; Charbonnel & Talon 2005; Charbonnel et al. 2013).

Les étoiles de faible masse sont composées de deux régions : un coeur radiatif interne et une enveloppe convective externe. Nous avons suivi les hypothèses de MacGregor & Brenner (1991) en supposant que le coeur et l'enveloppe sont tous deux en rotation solide mais avec des vitesses de rotation différentes. Pour que ces deux régions aient la même vitesse de rotation, une quantité  $\Delta J$  de moment cinétique doit être échangée du coeur vers l'enveloppe. Cette quantité est donnée par

$$\Delta J = \frac{I_{env}J_{core} - I_{core}J_{env}}{I_{core} + I_{env}}, \quad (2.37)$$

où  $I$  et  $J$  font référence au moment d'inertie et moment cinétique, respectivement, du coeur radiatif et de l'enveloppe convective. Comme dans Allain (1998), nous avons supposé que  $\Delta J$  est transférée avec un temps caractéristique  $\tau_{c-e}$  que l'on nommera dans la suite le temps de couplage coeur-enveloppe. C'est un paramètre libre du modèle caractérisant le taux d'échange de moment cinétique dans l'intérieur stellaire. De précédentes modélisations ont montré que le temps de couplage peut être différent en fonction du type de rotateur lent ou rapide (Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Irwin & Bouvier 2009). Spada et al. (2011) suppose un temps de couplage dépendant de la rotation et le décrit comme une loi de puissance en fonction de la rotation différentielle,

$$\tau_{c-e}(t) = \tau_0 \left[ \frac{\Delta\Omega_\odot}{\Delta\Omega(t)} \right]^\alpha, \quad (2.38)$$

avec  $\Delta\Omega_\odot = 0.2 \Omega_\odot$ ,  $\Delta\Omega(t) = \Omega_{coeur} - \Omega_{env}$ ,  $\tau_0 = 57.7 \pm 5.24$  Myr, et  $\alpha = 0.076 \pm 0.02$ . Pour les rotateurs les plus rapides de notre étude (i.e.  $\Delta\Omega(max) \approx 1.5 \times 80 \Omega_\odot$  à la ZAMS, voir chapitre 3) cette expression donne une valeur typique de 35 Myr. Spada et al. (2011) estiment des valeurs typiques du temps de couplage comprises entre 40 et 70 Myr en fonction de la vitesse de rotation initiale.

D'autres auteurs tels que Oglethorpe & Garaud (2013) proposent des expressions analytiques pour le temps de couplage. En supposant qu'une grande partie du coeur radiatif est maintenu en rotation solide par le champ magnétique interne confiné en dessous de la tachopause (i.e. à la base de la tachocline), et en suivant les hypothèses de MacGregor & Brenner (1991), ils proposent une expression analytique du temps de couplage  $\tau_{c-e}$  proportionnel au temps local de Eddington-Sweet  $t_{ES} = N_{tc}^2 / \Omega_{conv}^2 \times (\delta / R_{coeur})^2 \times \delta^2 / \kappa_{tc}$  :

$$\tau_{c-e} = t_{ES} \times \frac{I_{coeur} I_{conv}}{I_{tc} (I_{coeur} + I_{conv})}, \quad (2.39)$$

avec  $I_{tc}$ ,  $\kappa$ ,  $N_{tc}$ , et  $\delta$  respectivement, le moment d'inertie, la diffusivité thermique, la fréquence de Brunt-Väisälä, et l'épaisseur de la tachocline. Le temps caractéristique d'Eddington-Sweet est le temps requis pour la redistribution du moment cinétique par circulation méridionale. Pour une étoile en rotation solide ce temps caractéristique s'exprime en fonction du temps de Kelvin-Helmholtz (relié à la contraction stellaire) :  $t_{ES} = \tau_{KH} GM_*/(\Omega_*^2 R_*^3)$ .  $t_{ES}$  est de l'ordre de plusieurs centaines de milliards d'années.

La dépendance résultante de  $\tau_{c-e}$  sur  $\Delta\Omega_*$  est faible (i.e.  $\tau_{c-e} \propto (1/\Delta\Omega_*)^{0.076}$ ), de telle sorte que nous supposons simplement que  $\tau_{c-e}$  est constant pour un modèle de rotateur donné.

Les observations asterosismologiques montrent que les processus physiques classiques seuls (i.e. circulation méridional et instabilité de cisaillement) ne peuvent produire un couplage interne du moment cinétique suffisant pour reproduire les profils de rotation presque entièrement solide du Soleil à son âge actuel (Pinsonneault et al. 1989; Chaboyer et al. 1995; Eggenberger et al. 2005; Turck-Chièze et al. 2010). Un mécanisme additionnel pour le transport du moment cinétique est alors requis. Il est identifié comme étant un processus de diffusion pouvant être caractérisé par une viscosité constante (Denissenkov et al. 2010; Eggenberger et al. 2012a). L'hypothèse d'un temps de couplage constant, que l'on considère dans cette étude, est alors cohérente avec l'introduction, par le processus de diffusion, de cette viscosité constante.

### 2.2.1.3 Interaction étoile/disque

Les observations suggèrent (c.f. Figure 1.11) que durant le début de la PMS (i.e. durant les quelques premiers Myr de l'évolution stellaire, voir Rebull et al. 2004) un processus physique empêche la surface des étoiles d'accélérer du fait de leur contraction. Au cours de cette phase, les étoiles interagissent magnétiquement avec leur disque d'accrétion ; un processus que l'on désigne souvent comme l'accrétion magnétosphérique (cf. Bouvier et al. 2007, pour une revue complète). Ce couplage magnétique étoile-disque implique des échanges relativement complexes de moment cinétique entre les différentes composantes du système, incluant le disque d'accrétion, l'étoile centrale autour de laquelle orbite le disque, et peut-être même les vents de l'étoile et du disque. Les premiers modèles ont suggéré que l'interaction entre la magnétosphère de l'étoile et le disque, au delà du rayon de co-rotation défini par  $R_{co} = (GM_*/\Omega_*^2)^{1/3}$ , pourrait entraîner un équilibre de la vitesse de rotation de l'étoile (e.g., Collier Cameron & Campbell 1993; Collier Cameron et al. 1995). Cette interaction dite de Gosh & Lamb (Ghosh & Lamb 1978) implique une magnétosphère relativement grande et s'étendant au delà de la corotation. En supposant une rotation képlérienne pour le disque, le rayon de corotation est la distance pour laquelle le disque possède une vitesse de rotation identique à celle de la surface de l'étoile. Dans le cas d'une étoile de type solaire ( $M_* = 1 M_\odot$ ) avec une vitesse de rotation  $\Omega_* = 20 \Omega_\odot$ , le rayon de corotation est de  $4.93 R_\odot$ . Ce rayon augmente jusqu'à  $12 R_\odot$  si la vitesse de rotation tombe à  $5 \Omega_\odot$ .

Pour des distances plus faibles (grande) le disque aura une vitesse plus (moins)

élevée que celle de la surface stellaire. La magnétosphère est la région magnétique entourant un objet, étoile ou planète, dans laquelle les particules chargées sont contrôlées par le champ magnétique de celui-ci. Pour les étoiles, la magnétosphère prend racine aux pôles de celle-ci suit la rotation de l'étoile. Si elle s'étend au delà du rayon de corotation, elle sera alors connectée à des régions possédant des vitesses de rotation plus faibles que la surface stellaire. La rotation différentielle entre la surface de l'étoile et la région  $R_m$  du disque où la magnétosphère est connectée fournira alors un couple, positif si  $R_m < R_{co}$  et négatif si  $R_m > R_{co}$ , permettant dans ce dernier cas de ralentir l'étoile.

Néanmoins, ce mécanisme n'est, à priori, pas assez efficace pour maintenir suffisamment longtemps une vitesse de rotation de surface constante pour reproduire les observations. La rotation différentielle entre la surface de l'étoile et la région du disque connectée à la magnétosphère va provoquer une torsion des lignes de champ magnétique reliant ces deux régions. Ces lignes vont alors s'ouvrir au bout de quelques cycles de rotation, réduisant alors le couplage entre l'étoile et le disque, laissant celle-ci libre de se contracter et d'accélérer vers la ZAMS (Zanni & Ferreira 2009).

Plus récemment, le mécanisme de production de vent stellaire par l'accrétion magnétosphérique a été proposé comme solution pour extraire l'excès de moment cinétique déposé par l'accrétion, sur l'étoile, de matière provenant du disque (Matt & Pudritz 2005a, 2008a,b). Avec ce mécanisme, d'intenses vents stellaires sont supposés résulter de l'apport de matière et d'énergie provenant du disque par le biais des connections magnétiques entre celui-ci et la surface de l'étoile. Cependant, Zanni & Ferreira (2011) ont montré que la luminosité caractéristique des chocs d'accrétion  $L_{UV}$  des étoiles jeunes, de l'ordre de  $0.1 L_{\odot}$ , implique qu'une fraction significative de l'énergie d'accrétion est rayonnée au travers des chocs d'accrétion. Ils concluent alors que la masse et l'énergie apportées par l'accrétion ne sont pas suffisantes pour que ce mécanisme fournisse un couple de freinage efficace. Zanni & Ferreira (2013) proposent à la place que des événements de reconnections magnétosphériques, survenant entre l'étoile et le disque, pourraient mener à des épisodes d'éjection de matière assez intenses pour extraire l'excès de moment cinétique apporté par l'accrétion.

Ces mécanismes ont été intégrés par Gallet & Zanni (in prep.) au sein des modèles d'évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire de Gallet & Bouvier (2013) (c.f. figure 2.11). Le principal résultat de cette étude est que pour produire une vitesse de rotation presque constante durant le début de la PMS, des champs magnétiques intenses (de l'ordre de 1-2 kG) et de forts taux d'accrétion (de l'ordre de  $10^{-8} M_{\odot}/an$ ), seulement observés dans certaine étoile telle que AA Tau, sont nécessaires. Ces résultats confirment les conclusions de Matt et al. (2012b) montrant les mêmes besoins en intensité magnétique et quantité de matière accrétée par l'étoile.

Le problème de l'échange de moment cinétique entre l'étoile jeune et son environnement demeure pour le moment discuté et encore beaucoup de travail reste à faire pour être en mesure de fournir une description physique claire de ce processus. En se basant sur les preuves observationnelles d'un équilibre des vitesses de rota-

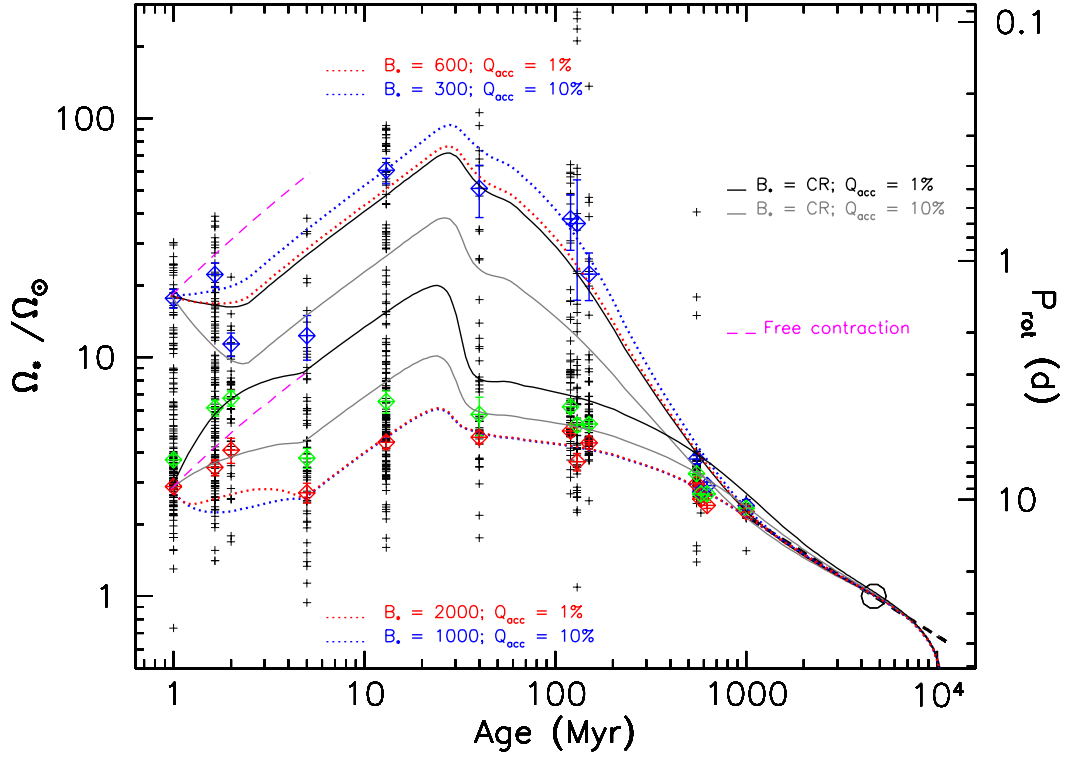


FIGURE 2.11 – Évolution de la vitesse de rotation de l’enveloppe en fonction du temps pour les rotateurs rapide (*haut*) et lents (*bas*) dans le cas où  $M_{acc,init} = 10^{-9}M_{\odot}/an$ . Les lignes solides noires et vertes représentent les processus d’éjection magnétosphérique et de production de vent stellaire par l’accrétion magnétosphérique avec respectivement la constante d’efficacité de perte de masse  $Q_{acc} = M_{vent}/M_{acc} = 10\%$  et  $Q_{acc} = 1\%$ , et le champ magnétique produit par le modèle de Cranmer & Saar (2011). Les lignes pointillées rouges et bleues représentent les processus d’éjection magnétosphérique et de production de vent stellaire par l’accrétion magnétosphérique avec respectivement  $Q_{acc} = 10\%$  et  $Q_{acc} = 1\%$  mais cette fois en utilisant un champ magnétique imposé numériquement. La contraction libre (i.e. sans aucun couples) est présenté par les lignes en tiret magenta et représentent l’accélération de l’étoile durant la phase de contraction. La vitesse de rotation est normalisée à la vitesse du Soleil. Les carrés inclinés bleus et rouges et leurs barres d’erreurs associées représente les 90<sup>ème</sup> et 25<sup>ème</sup> centiles des distributions de rotation d’étoile de type solaire obtenus avec la méthode du rejet. Le cercle représente la vitesse de rotation du Soleil et la courbe en tiret noir illustre la relation empirique de Skumanich.



tion pour les jeunes étoiles accrétantes (Bouvier et al. 1993; Edwards et al. 1993; Rebull et al. 2004), nous supposons simplement ici que la rotation de surface des étoiles reste constante tant que l'étoile interagit avec son disque. En conséquence, un des paramètres libres de notre modèle est la durée de vie du disque d'accrétion  $\tau_{disque}$ , i.e., le temps pendant lequel la vitesse de rotation de surface de l'étoile est maintenue à sa valeur initiale. Après cette durée  $\tau_{disque}$ , l'étoile sera libre de cette interaction et simplement assujettie au couple lié aux pertes de moment cinétique dû au freinage par les vents stellaires. Néanmoins, durant une grande partie de la PMS, dès lors que le disque s'est dissipé, ces pertes de moment cinétique sont, de toute façon, incapables d'empêcher l'étoile d'accélérer en direction de la ZAMS (cf. Bouvier et al. 1997; Matt & Pudritz 2007).

Finalement, l'interaction étoile-disque peut se décrire comme

$$\Omega_{conv} = \Omega_{init} = 2\pi/P_{init} = \text{constante} \quad (2.40)$$

si  $t \leq \tau_{disque}$ .

Ceci représente bien évidemment une modélisation très simplifiée d'un mécanisme beaucoup plus complexe. Néanmoins, cette description donne des résultats relativement bons vis à vis de l'hypothèse utilisée ici. La prochaine étape pour l'amélioration de notre modèle sera principalement d'inclure une description physique de l'interaction étoile/disque (c.f. Gallet & Zanni in prep.).

### 2.2.2 Équations d'évolution

Comme nous l'avons vu précédemment, l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse est contrôlée par les couples externes et internes s'appliquant à l'étoile. En prenant les différents mécanismes physiques décrits dans la section 2.2.1, cette évolution peut être formulée de façon analytique comme

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{dI_*}{dt} \Omega_* + I_* \frac{d\Omega_*}{dt} = \Gamma, \quad (2.41)$$

où  $J$  est le moment cinétique,  $I$  le moment d'inertie,  $\Omega_*$  la vitesse de rotation, et  $\Gamma$  la somme de tous les couples externes. Dans l'équation 2.41, la quantité  $\dot{I}\Omega_*$  est le couple donnant les variations du taux de rotation de l'étoile lors de la phase de contraction PMS. L'équation contrôlant l'évolution de la vitesse de rotation de l'enveloppe convective peut être explicitée en utilisant l'équation 2.41

Si  $t \leq \tau_{disque}$  (i.e. interaction étoile/disque) :

$$\Omega_{conv} = \Omega_{init}$$

et si  $t > \tau_{disque}$  :

$$\frac{d\Omega_{conv}}{dt} = \frac{dJ_{conv}}{dt} \frac{1}{I_{conv}} - \frac{dI_{conv}}{dt} \frac{\Omega_{conv}}{I_{conv}}. \quad (2.42)$$

où

$$\frac{dJ_{conv}}{dt} = -\Gamma_{vent} + \Gamma_{c-e} - \Gamma_{dev}, \quad (2.43)$$

avec  $\Gamma_{vent}$  le couple de freinage du vent stellaire (voir équation 2.12),  $\Gamma_{c-e} = \Delta J / \tau_{c-e}$  le taux auquel le moment cinétique est transféré de coeur vers l'enveloppe, et  $\Gamma_{dev}$  le taux avec lequel le moment cinétique de l'enveloppe est converti en moment cinétique du coeur lors de la formation de ce dernier. Lorsque le coeur se développe durant la PMS, une partie de l'enveloppe convective, possédant une vitesse de rotation  $\Omega_{conv}$ , devient radiative. Le moment cinétique de l'enveloppe transformé en cette nouvelle région durant  $dt$  est

$$\frac{2}{3} R_{rad}^2 \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt} \times dt, \quad (2.44)$$

où  $dM_{rad}$  est la quantité de matière contenue dans une fine coquille située au rayon  $R_{rad}$  à l'intérieur de l'étoile (Keppens et al. 1995; Allain 1998).

Finalement, le couple total s'appliquant sur l'étoile est

$$\frac{dJ_{conv}}{dt} = -\Gamma_{vent} + \frac{\Delta J}{\tau_{c-e}} - \frac{2}{3} R_{rad}^2 \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt}, \quad (2.45)$$

et l'évolution de la vitesse de rotation associée

$$\frac{d\Omega_{conv}}{dt} = \frac{1}{I_{conv}} \frac{\Delta J}{\tau_{c-e}} - \frac{2}{3} \frac{R_{rad}^2}{I_{conv}} \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt} - \frac{dI_{conv}}{dt} \frac{\Omega_{conv}}{I_{conv}} - \frac{\Gamma_{vent}}{I_{conv}}. \quad (2.46)$$

Nous pouvons appliquer la même méthode pour exprimer l'évolution de la vitesse de rotation du coeur radiatif

$$\frac{d\Omega_{rad}}{dt} = -\frac{1}{I_{rad}} \frac{\Delta J}{\tau_{c-e}} + \frac{2}{3} \frac{R_{rad}^2}{I_{rad}} \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt} - \frac{dI_{rad}}{dt} \frac{\Omega_{rad}}{I_{rad}}. \quad (2.47)$$

Ces équations ont été intégrées dans notre modèle numérique et résolues à chaque pas de temps des modèles d'évolution de Baraffe et al. (1998).

## 2.3 Modèle global

Les mécanismes physiques et leurs expressions paramétriques étant décrits plus haut, nous présentons dans cette section leur intégration au sein d'un modèle *global*. Ce que nous entendons par modèle *global* est simplement le modèle résultant de l'implémentation de plusieurs modèles indépendants dédiés à l'étude de l'évolution de paramètres spécifiques. En combinant ces différents modèles nous obtenons un modèle relativement complet et modulable nous permettant d'étudier l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse durant presque toute leur évolution. Dans cette section nous décrivons l'impact de chaque *sous-modèle* et paramètre libre sur l'évolution rotationnelle.

### 2.3.1 Impact des différents processus physiques sur l'évolution rotationnelle

Nous allons étudier ici l'impact de chaque processus sur l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire. Notons qu'il n'est pas utile de faire une description pour chaque bin de masse car la description qualitative de ces effets peut être

directement étendue aux plus faibles masses. Les trois couleurs de chaque figure ci-dessous représentent les trois modèles de rotateur : les lents en rouge ( $P_{init} = 10$  jours,  $\tau_{disque} = 5$  Myr), les médians en vert ( $P_{init} = 7$  jours,  $\tau_{disque} = 5$  Myr) et les rapides en bleu ( $P_{init} = 1.4$  jours,  $\tau_{disque} = 2.5$  Myr).

### - Évolution libre

La Figure 2.12 montre l'impact de l'évolution de la structure interne sur l'évolution rotationnelle de l'étoile. Durant la PMS l'étoile va accélérer en suivant

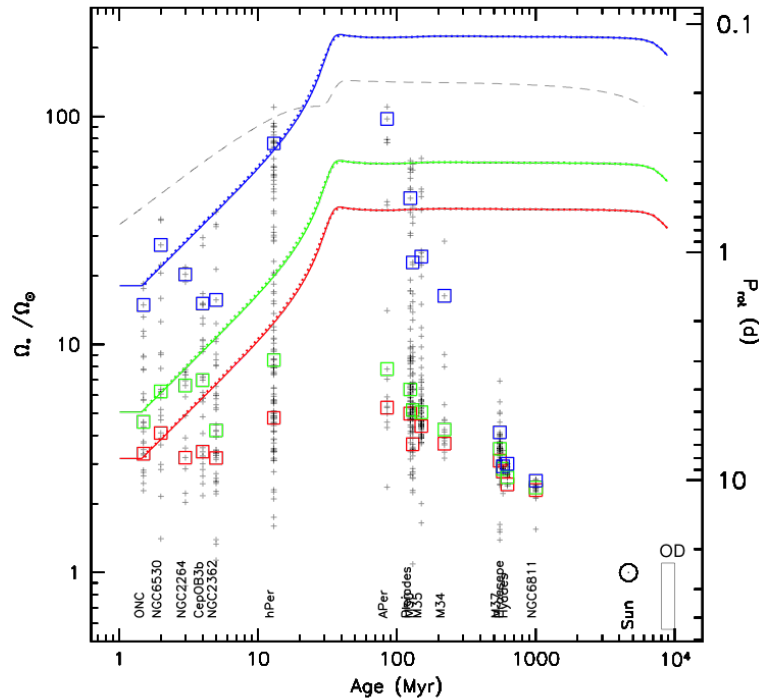


FIGURE 2.12 – Évolution de la vitesse de rotation pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  en fonction du temps. Ici seule la structure interne gouverne l'évolution du moment cinétique. La courbe en pointillé noir représente l'évolution de la vitesse de rupture (équation 1.2).

l'évolution de sa structure interne. Du fait de sa contraction, le moment d'inertie de l'étoile va rapidement décroître et entraîner l'augmentation de la rotation de l'étoile en direction de la ZAMS,

$$\frac{1}{\Omega_*} \frac{d\Omega_*}{dt} = -\frac{1}{I_*} \frac{dI_*}{dt} \quad (2.48)$$

dans le cas où il n'y a pas de perte de moment cinétique (i.e.  $\dot{J} = 0$ ).

Sur la ZAMS, la structure interne se stabilise (voir Figure 2.1.3) et les paramètres stellaires, notamment le rayon, deviennent plus ou moins constants. De ce fait il n'y a pas d'évolution significative de la vitesse de rotation de l'étoile sur la

séquence principale. Notons ici que sans découplage coeur-enveloppe, l'étoile est en rotation solide uniforme.

Avec seulement l'évolution de la structure interne il est alors impossible de reproduire les observations.

### - Freinage par vent stellaire

La Figure 2.13 montre l'impact de la structure interne et du freinage par vent stellaire sur l'évolution rotationnelle de l'étoile. En ajoutant le freinage par les

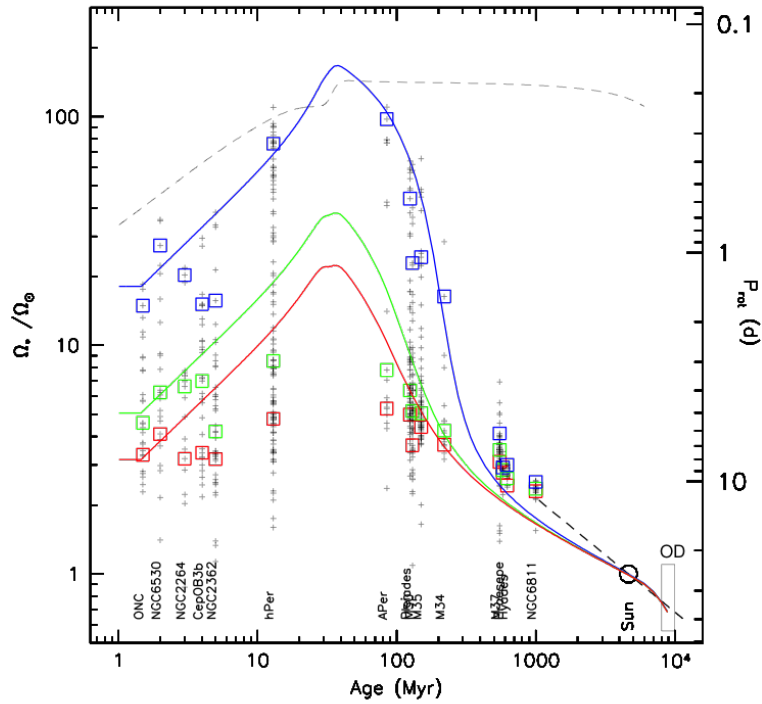


FIGURE 2.13 – Évolution de la vitesse de rotation pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  en fonction du temps. Évolution de la structure interne et freinage par vent stellaire. La courbe en pointillé noir représente l'évolution de la vitesse de rupture (équation 1.2).

vents stellaires il devient possible de reproduire la vitesse de rotation du Soleil. On observe également une convergence des vitesses de rotation des trois types de rotateurs à l'âge du Soleil. Cette convergence résulte directement des deux expressions asymptotiques (équation 2.35 et 2.36) de l'évolution du moment cinétique. En prenant une forme quelconque de la relation empirique de Skumanich, i.e.,

$$\Omega_* \propto t^{\alpha}, \quad (2.49)$$

avec  $\alpha$  une variable sans dimension ( $\alpha = -1/2$  représente la relation de Skumanich), et à partir de l'équation 2.12

$$J_* \propto \Omega_*, \quad (2.50)$$

et donc

$$\frac{dJ_*}{dt} \propto \frac{d\Omega_*}{dt}. \quad (2.51)$$

En utilisant la relation de Skumanich ci dessus

$$J_* \propto \Omega_* \propto t^\alpha \quad (2.52)$$

donc

$$\frac{d\Omega_*}{dt} \propto t^{\alpha-1} \quad (2.53)$$

et enfin

$$\frac{d\Omega_*}{dt} \propto \Omega_*^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (2.54)$$

Les rotateurs rapides, possédant des vitesses de rotation élevées, seront donc plus rapidement freinés que les rotateurs lents et médians ayant des rotations plus modérées. De ce fait rotateurs lents, médians, et rapides convergeront vers la même vitesse de rotation à l'âge du Soleil. Le temps caractéristique de freinage par les vents stellaires

$$\tau_J = J_*/\dot{J}_{vent} \quad (2.55)$$

est de l'ordre de 100 Myr pour les trois types de modèles. Comparé au cas où seule l'évolution de la structure interne est considérée, l'évolution PMS reste globalement inchangée. Les vents stellaires sont en effet incapables de freiner l'étoile en PMS puisque le temps de Kelvin-Helmholtz  $\tau_{KH}$ , qui est le temps caractéristique associé à l'évolution stellaire PMS, est bien inférieur au temps de freinage  $\tau_J$ .

L'ajout du freinage par les vents stellaires fournit des trajets rotationnels (par la suite appelés gyrotracks) beaucoup plus proches des observations, mais le modèle n'arrive toujours pas à reproduire l'évolution PMS, les rotateurs les plus lents sur la ZAMS ainsi que les jeunes amas de la séquence principale (e.g. les Hyades à 600 Myr). Le freinage magnétique est clairement nécessaire pour reproduire les observations mais il n'est pas suffisant.

### - Interaction étoile-disque

La Figure 2.14 montre l'impact de la structure interne, du freinage par vent stellaire et de l'interaction étoile-disque sur l'évolution rotationnelle de l'étoile. À la vue des observations (i.e. le début de la PMS de la figure 1.11) un mécanisme de freinage très efficace doit *empêcher* l'étoile d'accélérer durant les quelques premiers millions d'années de la PMS. Ce mécanisme est supposé être l'interaction magnétique entre l'étoile et son disque pouvant être décrit par des mécanismes de production de vents stellaires induits par l'accrétion magnétosphérique (Matt & Pudritz 2005b,a; Matt et al. 2012b), les éjections magnétosphériques (Zanni & Ferreira 2009, 2011, 2013) ou encore produits par les reconnections des lignes de champ magnétique de l'étoile et du disque (plus communément appelé *X-winds* Shu et al. 1988; Ferreira & Pelletier 1995; Ferreira et al. 2000).

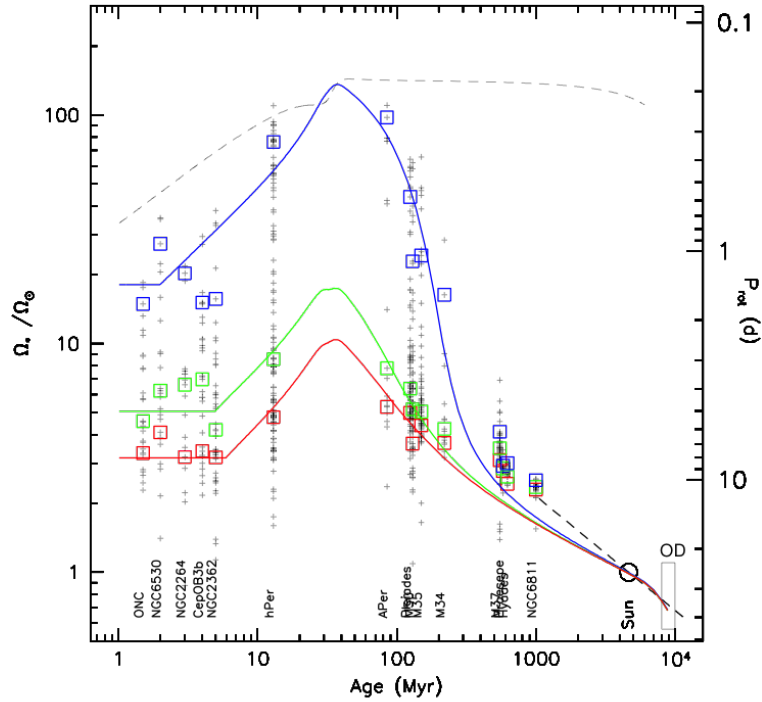


FIGURE 2.14 – Évolution de la vitesse de rotation pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  en fonction du temps. Évolution de la structure interne, freinage par vent stellaire et interaction étoile-disque. La courbe en pointillé noir représente l'évolution de la vitesse de rupture (équation 1.2).

En prenant des durées de vie de disque plus longues pour les rotateurs lents que pour les rotateurs rapides (i.e. 5 et 2 Myr, respectivement) le modèle arrive à reproduire l'évolution PMS. L'interaction étoile-disque nous aide également à reproduire les rotateurs lents de la ZAMS. En empêchant l'étoile d'accélérer sur le début de la PMS, l'interaction étoile/disque produit des vitesses de rotation plus faibles, lorsque  $t = \tau_{disque}$ , que dans le cas d'une contraction libre. De ce fait le taux de rotation atteint par les étoiles à la ZAMS sera d'autant plus réduit que la durée de vie du disque est grande. Néanmoins, ce modèle ne nous permet toujours pas de reproduire les jeunes amas de la séquence principale ( $\approx 600$  Myr).

Pour complètement reproduire les observations, un processus physique reste encore à être inclus dans le modèle *global* : le découplage coeur-enveloppe.

### - Découplage coeur-enveloppe

La Figure 2.15 montre l'impact de la structure interne, du freinage par vent stellaire, de l'interaction étoile-disque et du découplage coeur-enveloppe sur l'évolution rotationnelle de l'étoile. Les modèles d'évolution du moment cinétique requièrent une rotation différentielle interne pour ajuster les observations. En effet, la figure 2.14 montre que les modèles de rotation uniforme (en rotation solide)

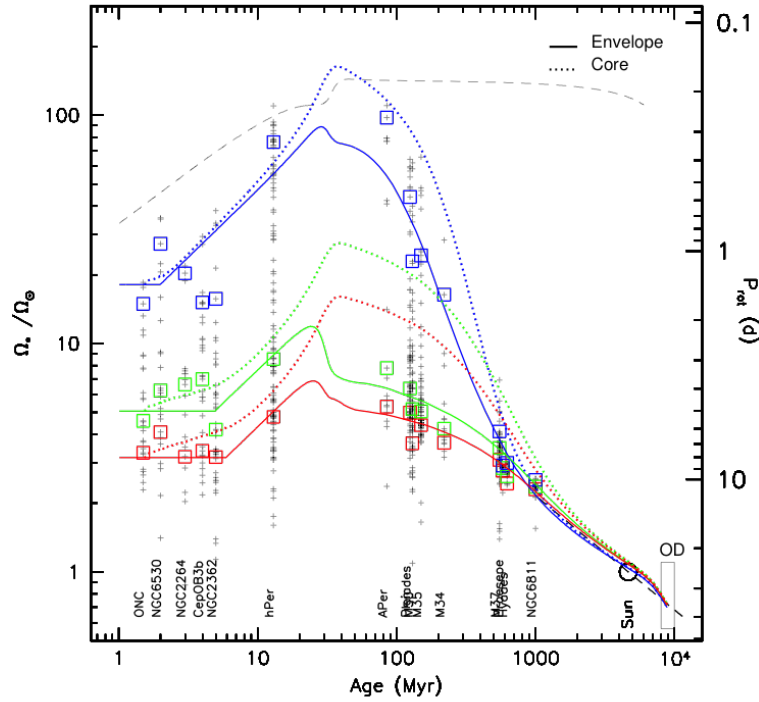


FIGURE 2.15 – Évolution de la vitesse de rotation pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  en fonction du temps. Évolution de la structure interne, freinage par vent stellaire, interaction étoile-disque et découplage coeur-enveloppe. La courbe en pointillé noir représente l'évolution de la vitesse de rupture (équation 1.2).

ne peuvent entièrement reproduire les observations. Comme explicité plus haut, un profil interne de rotation est supposé se développer dès lors que du moment cinétique est extrait de la surface stellaire par les vents magnétisés et redistribué dans l'intérieur de l'étoile par des mécanismes de transport.

En prenant des temps de couplage plus longs pour les rotateurs lents/médians que pour les rotateurs rapides, et rendre compte des différences d'évolution sur la phase pre-ZAMS entre ces rotateurs, le modèle arrive à raisonnablement bien reproduire les trajets évolutifs des étoiles de type-solaire. Ces temps de couplages plus long sont nécessaires pour reproduire la faible accélération des rotateurs lents et médians durant la PMS. L'une des conséquences de cette rotation différentielle est qu'une grande partie du moment cinétique total de l'étoile va être "caché" au sein même des parties internes de l'étoile. De ce fait, le coeur sera d'autant plus isolé du reste de l'étoile que le temps de couplage est long. En jouant sur ce paramètre il est alors possible de modifier la façon dont les vents stellaires impactent la surface de l'étoile. Avec un temps de couplage très court (i.e. étoile presque en rotation solide), ces derniers s'appliquent sur l'étoile dans son ensemble. Dès lors, leur impact sera limité car la zone sur laquelle ils vont opérer sera de l'ordre du rayon de l'étoile. À l'inverse, si coeur et enveloppe sont fortement découplés (temps de couplage long) les vents stellaires ne freineront que la zone

convective dont la taille, à partir de la ZAMS, ne représente *que* 20% du rayon de l'étoile. En étant isolée des parties internes, l'enveloppe est alors beaucoup plus affectée par les pertes de matière.

En incluant le couplage coeur-enveloppe dans notre modèle, le coeur radiatif se voit moins impacté par le freinage dû aux vents stellaires. Alors que sur la ZAMS l'enveloppe convective sera freinée par ces derniers, le coeur radiatif continuera d'accélérer, par le biais de la contraction stellaire, est atteindra des vitesses de rotation beaucoup plus importantes que celles de l'enveloppe. Des temps de couplage plus longs produiront donc des vitesses de surface moins élevées sur la ZAMS.

L'ajout du découplage coeur-enveloppe permet à notre modèle de nettement mieux reproduire les observations (notamment les amas de la séquence principale e.g. les Hyades). Du fait de ce découplage coeur/enveloppe, le moment cinétique contenu dans l'intérieur stellaire est échangé en direction de la surface tout au long de la séquence principale. Cet échange aura pour effet de presque compenser les pertes de moment cinétique induites par le vent stellaire notamment durant le début de séquence principale dans le cas des rotateurs modérés (c.f. le "plateau" dans les vitesses de rotation de ce type de rotateur autour de 100 Myr). En revanche, au vue des vitesses de rotation de surface globalement plus élevées des rotateurs rapides à la ZAMS (lié en partie à leurs conditions initiales) et de leur temps de couplage plus faible, le coeur et l'enveloppe de ces derniers seront freinés tout au long de la séquence principale.

### 2.3.2 Influence des paramètres libres sur l'évolution rotationnelle

Nous allons maintenant étudier l'influence des paramètres libres de notre modèle sur l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire. Comme précédemment, il n'est pas utile de fournir une description pour tous les bins de masses et seules les étoiles de type solaire seront abordées dans cette partie. En revanche, comme le principal but de cette section est de fournir une première approche de l'importance de nos paramètres libres, une discussion plus complète concernant ces paramètres sera faite dans le Chapitre 3.

#### - Période de rotation initiale

La Figure 2.16 montre l'évolution de la vitesse de rotation pour différentes valeurs de la période de rotation initiale  $P_{init}$ . Dans ce cas là, un temps de vie de disque de 3 Myr a été utilisé pour les rotateurs rapides. L'impact de la période de rotation initiale semble affecter linéairement les trajets évolutifs. Une plus petite période de rotation (i.e. une plus grande vitesse de rotation) produira des vitesses plus importantes pour la surface stellaire à la ZAMS. Ce paramètre étant fixé par les observations (i.e. par les zones de formation stellaire les plus jeune e.g. ONC, NGC 6530) la liberté dans le choix des valeurs possibles est restreint. Dès lors, la période de rotation initiale n'est plus vraiment un paramètre libre de notre modèle



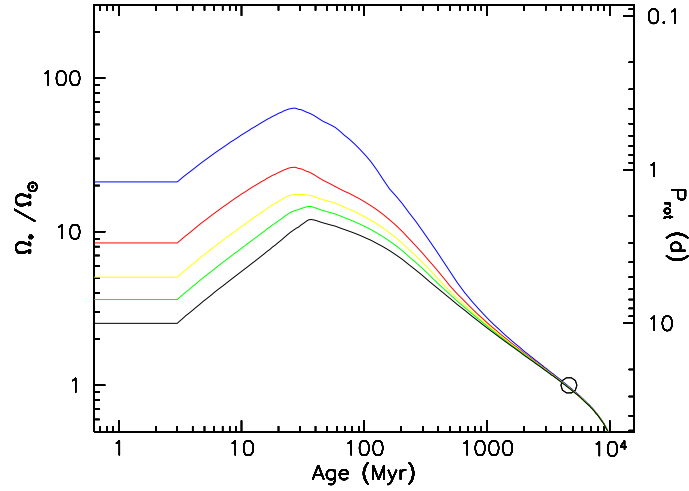


FIGURE 2.16 – Évolution de la vitesse de rotation pour différentes valeurs de  $P_{init}$ .

mais une condition initiale impactant fortement le choix du temps de couplage et la durée de vie du disque.

### - Temps de couplage coeur-enveloppe

Le temps de couplage régissant les échanges de moment cinétique entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective a un très fort impact sur la forme des gyrotracks. La figure 2.17 montre l'évolution des rotateurs rapides et lents pour plusieurs valeurs du temps de couplage allant de 1 Myr à 40 Myr. Dans le cas des rotateurs rapides les trajets évolutifs correspondant à chaque durée sont assez différents. Alors que les temps de couplage court (i.e. 1 Myr) mènent à des vitesses de rotation importantes sur la ZAMS ( $> 100 \Omega_{\odot}$  dans ce cas là) les temps de couplage plus longs mènent quant à eux, au contraire, à des vitesses modérées sur la ZAMS ( $\approx 40 - 50 \Omega_{\odot}$ ).

Comme expliqué dans la section précédente, des temps de couplage courts produiront des vitesses de rotation plus élevées à la ZAMS et sur le début de la séquence principale (c.f. figure 2.17). Ces rotations plus élevées s'observent jusqu'à 200-300 Myr pour les rotateurs rapides et lents.

Après cet âge on observe une inversion de tendance des trajets rotationnels de ces deux type de rotateur : les modèles initialement avec des vitesses de rotation plus élevées à la ZAMS produisent des taux de rotation plus faible. Des temps de couplage plus courts mènent à des vitesses de rotation plus élevées sur la ZAMS et sur le début de la séquence principale, et à de plus faibles valeurs sur le milieu et sur la fin de la séquence principale.

Cet effet est imputable à une extraction plus efficace du moment cinétique liée à des temps caractéristiques plus courts (i.e.  $J/\dot{J}_{vent} < 100$  Myr, à 200 Myr) pour  $\tau_{c-e} = 1$  Myr et à l'inverse à de plus faibles quantités de moment cinétique échangées entre le coeur et l'enveloppe ainsi qu'à des pertes moins prononcées (i.e.  $J/\dot{J}_{vent} \approx 200$  Myr, à 200 Myr) dans le cas où  $\tau_{c-e} = 40$  Myr. Comme le

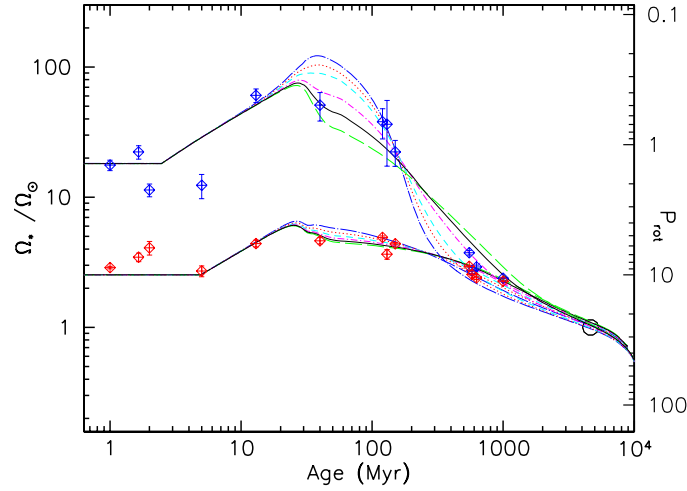


FIGURE 2.17 – Évolution de la vitesse de rotation pour différentes valeurs du temps de couplage  $\tau_{c-e}$  dans le cas d'un rotateur rapide ( $P_{init} = 1.4$  jours,  $\tau_{disk} = 2.5$  Myr) et lent ( $P_{init} = 10$  jours,  $\tau_{disk} = 5$  Myr). De haut en bas les valeurs de  $\tau_{c-e}$  sont pour le rotateur rapide (lent) : 1 (15) Myr (point bleu - longue ligne en pointillé), 3 (20) Myr (ligne en pointillé rouge), 5 (25) Myr (ligne en petit pointillé cyan), 10 (30) Myr (point - ligne en pointillé court magenta), 15 (35) Myr (ligne pleine noire), et 20 (40) Myr (ligne verte en pointillé long). Les carrés inclinés bleus et rouges et les barres d'erreur associées représentent les 90<sup>ème</sup> et 25<sup>ème</sup> centiles des distributions de périodes de rotation des étoiles de type solaire obtenus avec la méthode du rejet. Le cercle représente la vitesse angulaire du Soleil.

montre l'équation 2.54, les variations du taux de rotation sont proportionnelles à une certaine puissance (positive) de la vitesse de rotation. Des rotations plus élevées sont alors associées à une évolution rotationnelle plus abrupte.

Pour les rotateurs lents, une variation de temps de couplage (même importante) ne semble pas autant impacter les trajets rotationnelles comparé au cas des rotateurs rapides. Cela provient du fait que les temps caractéristiques d'extraction pour ces types de rotateurs sont relativement important, notamment sur le début de la séquence principale, i.e.,  $J/\dot{J}_{vent} \approx 250$  Myr dans le cas où  $\tau_{c-e} = 15$  Myr et  $J/\dot{J}_{vent} \approx 500$  Myr pour  $\tau_{c-e} = 40$  Myr. Dans ces deux cas extrêmes, l'évolution de la vitesse de rotation de l'enveloppe n'est pas autant affecté que les rotateurs rapides du fait de la relation 2.54.

Le principal effet du découplage coeur-enveloppe est de permettre à l'étoile de stocker du moment cinétique dans son coeur radiatif qui, à l'inverse de l'enveloppe convective, n'est pas soumis aux pertes de moment cinétique induites par les vents stellaires. De ce fait, plus le temps de couplage est court, plus la quantité de moment cinétique transportée du coeur vers l'enveloppe pendant un instant  $dt$  est grande. L'effet du vent stellaire pourra alors plus facilement s'insinuer dans l'intérieur radiatif de l'étoile. Le moment cinétique sera alors plus aisément extrait de l'étoile puisque celui-ci sera transféré sur des temps de caractéristiques plus

courts. En revanche, le freinage de surface (i.e. l'extraction du moment cinétique) sera plus lent puisque s'appliquant dans ce cas à presque toute l'étoile plutôt qu'à l'enveloppe seulement.

Pour résumer : les étoiles dont l'intérieur est relativement bien couplé ( $\tau_{c-e}$  court) seront soumis à une extraction de moment cinétique moins prononcée car s'appliquant sur toute l'étoile mais à des variations de vitesse de rotation plus abruptes car dépendant du taux de rotation (équation 2.54). Les étoiles possédant un découplage plus fort vont, quant à elles, n'être exposées qu'à des extractions de moment cinétique de l'enveloppe avec néanmoins des échanges plus importants, notamment sur la séquence principale, du fait de la dépendance de  $\Delta J$  sur la rotation différentielle (i.e.  $\Delta J \propto \Delta\Omega$ ). Les variations de vitesse de rotation pour ce type de rotateur seront également plus faibles (c.f. figure 2.54) et produisant une diminution moins importante du taux de rotation.

### - Paramètre $K_1$ : freinage magnétique

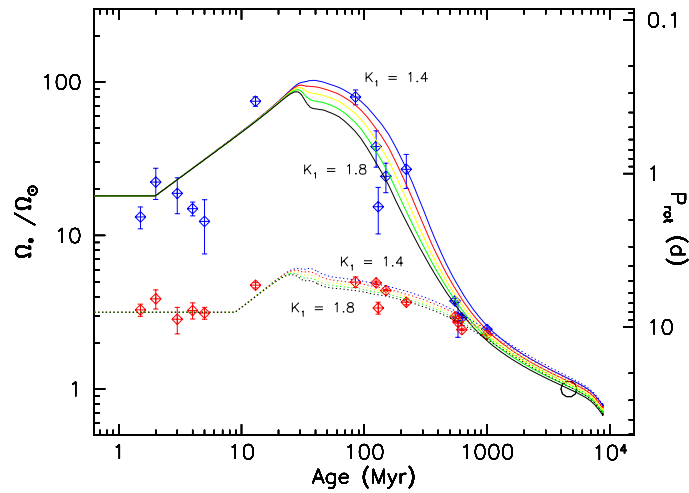


FIGURE 2.18 – Évolution de la vitesse de rotation des rotateurs rapides et lents pour différentes valeurs de  $K_1$ .

La Figure 2.18 montre l'impact du paramètre  $K_1$  sur l'évolution de la vitesse de rotation des rotateurs rapides et lents. Le paramètre  $K_1$  est en quelque sorte l'efficacité avec laquelle les vents stellaires vont freiner l'étoile. L'équation 2.30 montre que le couple de freinage est directement proportionnel à  $K_1^2$ . L'effet de ce paramètre sur l'évolution de la vitesse de rotation semble être linéaire. Comme le montre la Figure 2.18 une augmentation de  $K_1$  va décaler la courbe des trajets rotationnels vers de plus faibles rotations. Ce paramètre est ajusté pour calibrer le Soleil.

La réelle signification du paramètre  $K_1$  n'est pour le moment pas entièrement connue mais semble être liée à la topologie du champ magnétique. Comme le montre la figure 5 de Matt & Pudritz (2008a), où ils ont considéré un champ magnétique quadrupolaire et dipolaire, le principal effet d'un tel changement de

topologie est de réduire le couple de freinage se traduisant par une diminution du paramètre  $K_1$ . Gallet & Bouvier (in prep.) et Vidotto et al. (2014b) émettent également tous deux l'hypothèse d'un changement de topologie du champ magnétique pour expliquer la plus grande efficacité de freinage des étoiles de  $0.5 M_\odot$ . McQuillan et al. (2013) observent notamment que ce régime de masse semble avoir des périodes de rotation nettement plus longues comparées aux étoiles plus massives. Il est à noter qu'il n'est pas possible de relier directement  $K_1$  à d'autres paramètres lui étant homologues comme par exemple  $K_{vent}$  de Kawaler (1988) (c.f. Bouvier 2008). Cependant, il est au moins possible de comparer les différentes loi de freinage (c.f. figure 8 de Gallet & Bouvier 2013). Dans chacune de ces études, la valeur du paramètre  $K$  contrôlant les pertes de moment cinétique (i.e.  $dJ/dt \propto K f(\Omega, paramtresstellaires)$ ) va entièrement dépendre de la loi de freinage utilisée (e.g. Kawaler (1988), (Reiners & Mohanty 2012) ou Matt et al. (2012a)) et des différents processus physiques considérés.

### - Durée de vie du disque

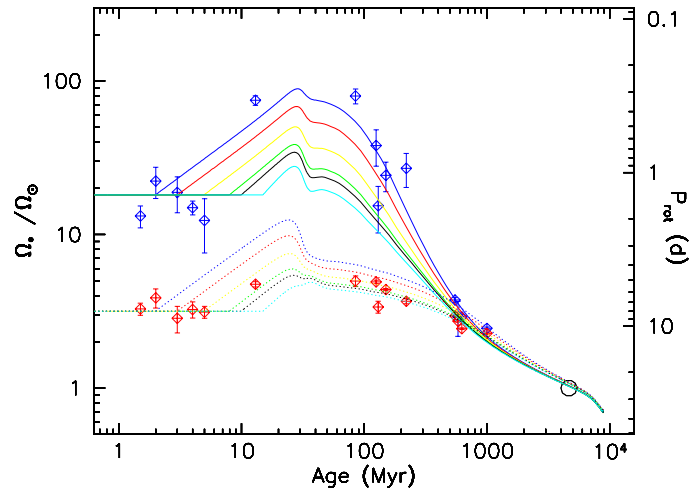


FIGURE 2.19 – Évolution de la vitesse de rotation pour différentes valeurs de la durée de vie du disque  $\tau_{disque}$ .

L'étude du taux de rotation de groupes d'étoiles à différents âges, de 1 Myr à 100 Myr, montre qu'une étoile jeune évolue avec une vitesse presque constante durant les quelques premiers millions d'années de la PMS (Rebull et al. 2004). L'hypothèse largement plébiscitée par la communauté scientifique est que cette apparente régulation résulterait d'une interaction magnétique entre l'étoile et son disque d'accrétion. Des observations d'excès infra-rouge dans les étoiles de type TTauri, traçant la présence d'un disque, montrent qu'après 10 Myr, seule une petite fraction ( $< 10\%$ ) de ces étoiles est toujours entourée d'un disque (Bell et al. 2013). Ce résultat fournit une borne supérieure à la durée de cette interaction.

Malheureusement, ce processus n'est, pour le moment, pas décrit d'une manière satisfaisante dans la littérature. De plus, il existe plusieurs descriptions possibles

pour cette interaction (voir section 2.2.1.3). Dans ce modèle, nous supposons simplement que la surface de l'étoile est maintenue à une vitesse de rotation constante pendant toute la durée de vie du disque  $\tau_{disque}$ , i.e. aussi longtemps que l'étoile accrétera de la matière provenant de celui-ci.

La Figure 2.19 montre l'impact de cette durée sur l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire. Ici, les rotateurs rapides ( $P_{init} = 1.2$  jours) et lents ( $P_{init} = 10$  jours) sont considérés.  $\tau_{disque}$  affecte linéairement les gyrotracks. Une longue durée de vie de disque empêchera l'étoile d'accélérer sur un temps plus long produisant des vitesses de rotation modérées à la ZAMS ( $\approx 30 \Omega_{\odot}$  pour les rotateurs rapides et  $\approx 6 \Omega_{\odot}$  pour les lents). À l'inverse, une durée de vie courte permet à l'étoile d'accélérer plus tôt sur la PMS et ainsi d'atteindre des vitesses de rotation très élevées sur la ZAMS ( $> 100 \Omega_{\odot}$  pour les rotateurs rapides et  $> 10 \Omega_{\odot}$  pour les lents).

La durée de vie du disque va avoir un effet crucial sur les gyrotracks. Une dissipation tardive du disque impliquera des vitesses de rotation plus faibles sur la ZAMS et sur la séquence principale. Au contraire, une durée de vie courte produira des vitesses relativement importantes à la fin de la phase d'accélération.

### - Conclusion

Le choix des paramètres  $\tau_{c-e}$ ,  $K_1$ ,  $\tau_{disque}$ , et  $P_{init}$  est primordial pour bien reproduire les observations.  $P_{init}$  et  $\tau_{disque}$  semblent ici dépendre l'un de l'autre. Le couple  $(P_{init}, \tau_{disque})$  sera notamment fixé par les conditions initiales imposées par les plus jeunes zones de formation stellaire de notre échantillon. Cette interdépendance suggère alors que des mécanismes de freinage sont déjà à l'oeuvre pour des âges  $< 1$  Myr (i.e. dans la phase enfouie), couplant ainsi ces deux quantités.

Tous ces paramètres libres associés aux différents mécanismes impliqués dans l'évolution du moment cinétique ont un impact plus ou moins marqué sur cette dernière. Alors que la période de rotation initiale et la durée de vie du disque vont réguler l'évolution des étoiles sur la PMS et ainsi produire des vitesses de rotation plus ou moins rapides sur la ZAMS, le paramètre  $K_1$  et le temps de couplage  $\tau_{ce}$  vont, quant à eux, en partie contrôler l'évolution post-ZAMS de ces étoiles.

Le choix de ces paramètres va alors prédéfinir les trajets rotationnels que les étoiles vont emprunter durant leur évolution, i.e., en fixant leurs vitesses de rotation à la ZAMS ainsi que la forme de leur gyrotrack durant la séquence principale.



# Chapitre 3

## Évolution rotationnelle

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Étoile de type solaire : étude de la dépendance temporelle . . . . .</b>	<b>68</b>
3.1.1	Introduction . . . . .	68
3.1.2	Résultats . . . . .	87
3.1.3	Conclusion . . . . .	94
<b>3.2</b>	<b>Étoile de faible masse : étude de la dépendance en masse . . . . .</b>	<b>96</b>
3.2.1	Données observationnelles . . . . .	97
3.2.2	Résultats . . . . .	97
3.2.2.1	Évolution de la vitesse de rotation . . . . .	97
3.2.2.2	Évolution de la rotation différentielle . . . . .	105
<b>3.3</b>	<b>Discussion et implications physiques . . . . .</b>	<b>107</b>
3.3.1	Conditions initiales et régulation par le disque . . . . .	107
3.3.2	Contenu en moment cinétique : découplage coeur enveloppe . . . . .	109
3.3.3	Dynamo stellaire et champ magnétique : paramètre $K_1$ .	114
3.3.4	Abondance en lithium : évolution et dispersion . . . . .	121
3.3.5	Relation rotation-âge : gyrochronologie . . . . .	123
<b>3.4</b>	<b>Limites du modèle . . . . .</b>	<b>125</b>
<b>3.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>129</b>

---

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus avec notre modèle numérique. Dans un premier temps l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire est présentée. Ce type d'étoiles est particulièrement intéressant pour contraindre efficacement notre modèle numérique puisque le Soleil fournit un point de mesure extrêmement précis. Nous présentons ensuite l'extension de ce modèle aux plus faibles masses : 0.8 et 0.5  $M_{\odot}$ . Dans la troisième partie, une discussion

sur la dépendance en masse des mécanismes physiques est proposée dans le but de comprendre l’impact des processus physiques et les implications de nos résultats sur l’évolution rotationnelle des étoiles de faibles masses.

## 3.1 Étoile de type solaire : étude de la dépendance temporelle

Dans cette section sont présentés les résultats du modèle présenté dans Gallet & Bouvier (2013) dédié à l’étude de l’évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire.

### 3.1.1 Introduction

Étudier l’évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire est crucial pour comprendre pourquoi le Soleil ne représente que quelques pourcents du moment cinétique total du système dans lequel il se trouve. Ceci est d’autant plus étrange puisque plus de 99% de la masse de celui-ci est contenu dans son étoile. Lors de son apparition sur la ligne de naissance, le moment cinétique de notre jeune Soleil était de l’ordre de 100 à 1000 fois sa valeur actuelle. Cela laisse supposer qu’une grande quantité de moment cinétique a été extraite lors de son évolution entre 1 Myr et 4.6 Gyr. La question est alors de savoir quels sont les mécanismes physiques responsables de cette perte de moment cinétique. Bien que cette question fut en grande partie résolue au cours du siècle dernier avec l’identification des mécanismes principaux : freinage par le vent stellaire (Schatzman 1962; Weber & Davis 1967), interaction étoile/disque durant la PMS (Ghosh & Lamb 1978), et redistribution interne du moment cinétique (MacGregor & Brenner 1991), les modèles dédiés à l’étude de l’évolution du moment cinétique n’intègrent, pour le moment, pas de descriptions physiques assez satisfaisantes pour ces mécanismes.

L’origine et l’évolution du moment cinétique des étoiles restent aujourd’hui mal connues. Ces dernières décennies, une multitudes de nouvelles contraintes observationnelles ont été obtenues à partir des distributions complètes de périodes de rotations de plus de 5000 étoiles appartenant à de jeunes amas et au champ, couvrant une gamme d’âge allant de 1 Myr à 1 Gyr (voir, e.g., Irwin & Bouvier 2009; Hartman et al. 2010; Agüeros et al. 2011; Meibom et al. 2011a; Irwin et al. 2011; Affer et al. 2012, 2013). Ces nouveaux résultats offrent une vision très détaillée de comment la vitesse de rotation de surface est modifiée alors que les étoiles évoluent de la pré-séquence principale, en passant par la ZAMS, jusqu’à la fin de la séquence-principale.

Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire ces nouveaux résultats (e.g., Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2011; Reiners & Mohanty 2012). Dans le but de satisfaire ces contraintes observationnelles, la plupart de ces modèles doivent intégrer les trois mécanismes physiques majeurs



décrit dans la partie précédente. En effet, chacun de ces mécanismes apparaît comme ayant un rôle fondamental dans l'évolution de la vitesse de rotation des étoiles de type solaire depuis la ligne de naissance ( $\approx 1$  Myr) jusqu'à la fin de la séquence principale et même au-delà.

Durant la PMS, alors même que les étoiles se contractent sur elles-mêmes très rapidement, elles semblent être contraintes de ne pas accélérer aussi longtemps qu'elles interagissent avec leur disque d'accrétion (quelques Myr). Alors que les preuves de la régulation de la vitesse de rotation durant le début de la PMS ne sont pas récentes (voir, Edwards et al. 1993; Bouvier et al. 1993; Rebull et al. 2004), beaucoup d'avancées théoriques ont été faites au cours des dernières années mettant en avant l'importance de l'impact des phénomènes d'accrétion/éjection sur l'évolution de la vitesse de rotation de surface des étoiles de types solaire (e.g., Matt et al. 2012b; Zanni & Ferreira 2013; Gallet & Zanni in prep.).

De la même manière, il est connu depuis longtemps que les étoiles de faible masse sont freinées sur la séquence principale car elles perdent du moment cinétique par le biais de vents stellaires magnétisés (Schatzman 1962; Kraft 1967; Weber & Davis 1967; Skumanich 1972; Kawaler 1988). Cependant, les prédictions quantitatives de perte de moment cinétique ont dû attendre les récentes simulations numériques réalistes, en 2D et 3D, de ces vents stellaires (e.g., Vidotto et al. 2011; Aarnio et al. 2012; Matt et al. 2012a). Comme les observations ont jusqu'ici seulement fourni des informations sur la vitesse de rotation de surface des étoiles, à part pour le Soleil (e.g., Turck-Chieze et al. 2011) et, plus récemment, pour quelques géantes rouges (e.g., Deheuvels et al. 2012; Eggenberger et al. 2012a) grâce à l'asterosismologie, la quantité de moment cinétique stockée dans l'intérieur stellaire au travers de son évolution est généralement inconnue. Plusieurs mécanismes incluant les instabilités hydrodynamiques (Krishnamurthi et al. 1997), le champ magnétique interne (Denissenkov & Pinsonneault 2007; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2010; Eggenberger et al. 2012a), et les ondes de gravité internes (Talon & Charbonnel 2003, 2005; Charbonnel et al. 2013) ont été suggérés pour redistribuer le moment cinétique entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective. Évidemment, comme l'étoile stocke ce moment cinétique provenant de la surface, le taux auquel celui-ci sera transporté en direction des couches plus profondes aura un très fort impact sur l'évolution de la vitesse de rotation (e.g., Jianke & Collier Cameron 1993).

Le but de cette partie est de présenter les résultats obtenus grâce au développement d'un nouveau modèle dédié à l'étude de l'évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire, entre 1 Myr et l'âge du Soleil. Ce modèle intègre les progrès théoriques et numériques les plus récents décrits ci-dessus. L'enjeu est ici de comparer leurs prédictions à l'ensemble des nouvelles contraintes observationnelles disponibles. L'une des différences majeures entre cette étude et les études similaires précédentes réside dans la loi de freinage utilisée dans notre modèle basée sur les récentes simulations de vents stellaires de Matt et al. (2012a) et Cranmer & Saar (2011), et sur un jeu de données plus complet.

Dans la suite nous compilons, dans un premier temps, un ensemble de 13 distributions de périodes de rotation définissant les trajets rotationnels de la vitesse

de rotation de surface en fonction du temps que les modèles devront reproduire. Les résultats sont présentés dans la suite où les différences entre les modèles de rotateurs rapides et lents/médians sont mises en évidence. Enfin, nous discutons des implications de ces modèles sur la rotation différentielle interne et la durée de vie du disque. Par ce biais, nous tentons de fournir un cadre pour comprendre l'évolution de la grande dispersion des vitesses de rotation observée entre la PMS et le début de la séquence principale. Nous concluons en discutant de la validité et des limites de ces modèles.

# Improved angular momentum evolution model for solar-like stars

F. Gallet and J. Bouvier

UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, F-38041  
Grenoble, France  
e-mail: florian.gallet@obs.ujf-grenoble.fr

Received 15 February 2013; accepted 6 June 2013

## ABSTRACT

*Context.* Understanding the origin and evolution of stellar angular momentum is one of the major challenges of stellar physics.

*Aims.* We present new models for the rotational evolution of solar-like stars between 1 Myr and 10 Gyr with the aim of reproducing the distributions of rotational periods observed for star forming regions and young open clusters within this age range.

*Methods.* The models include a new wind braking law based on recent numerical simulations of magnetized stellar winds and specific dynamo and mass-loss prescriptions are adopted to tie angular momentum loss to angular velocity. The models additionally assume constant angular velocity during the disk accretion phase and allow for decoupling between the radiative core and the convective envelope as soon as the former develops.

*Results.* We have developed rotational evolution models for slow, median, and fast rotators with initial periods of 10, 7, and 1.4d, respectively. The models reproduce reasonably well the rotational behavior of solar-type stars between 1 Myr and 4.5 Gyr, including pre-main sequence (PMS) to zero-age main sequence (ZAMS) spin up, prompt ZAMS spin down, and the early-main sequence (MS) convergence of surface rotation rates. We find the model parameters accounting for the slow and median rotators are very similar to each other, with a disk lifetime of 5 Myr and a core-envelope coupling timescale of 28-30 Myr. In contrast, fast rotators have both shorter disk lifetimes (2.5 Myr) and core-envelope coupling timescales (12 Myr). We show that a large amount of angular momentum is hidden in the radiative core for as long as 1 Gyr in these models and we discuss the implications for internal differential rotation and lithium depletion. We emphasize that these results are highly dependent on the adopted braking law. We also report a tentative correlation between the initial rotational period and disk lifetime, which suggests that protostellar spin down by massive disks in the embedded phase is at the origin of the initial dispersion of rotation rates in young stars.

*Conclusions.* We conclude that this class of semi-empirical models successfully grasp the main trends of the rotational behavior of solar-type stars as they evolve and make specific predictions that may serve as a guide for further development.

**Key words.** Stars: solar-type – Stars: evolution – Stars: rotation – Stars: mass-loss – Stars: magnetic field

## 1. Introduction

The origin and evolution of stellar angular momentum still remains a mystery. Lately, a wealth of new observational constraints have been gained from the derivation of complete rotational distributions for thousands of low mass stars in young open clusters and in the field, covering an age range from 1 Myr to about 10 Gyr (see, e.g., Irwin & Bouvier 2009; Hartman et al. 2010; Agüeros et al. 2011; Meibom et al. 2011; Irwin et al. 2011; Affer et al. 2012, 2013). These results now offer a detailed view of how surface rotational velocity changes as the stars evolve from the pre-main sequence (PMS), through the zero-age main sequence (ZAMS) to the late-main sequence (MS). A number of models have thus been proposed to account for these new observational results (e.g., Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2011; Reiners & Mohanty 2012). In order to satisfy observational constraints, most of these models have to incorporate three major physical processes: star-disk interaction during the PMS, angular momentum loss to stellar winds, and redistribution of angular momentum in the stellar interior. Indeed, each of these processes appears to have a fundamental role

in dictating the evolution of surface rotation of solar-type stars from birth to the end of the main sequence and beyond.

During the PMS, even though stars are contracting at a fast rate, they appear to be prevented from spinning up as long as they interact with their accretion disk, a process which lasts for a few Myr. While the evidence for PMS rotational regulation is not recent (see, Edwards et al. 1993; Bouvier et al. 1993; Rebull et al. 2004), many theoretical advances have been made in the last years highlighting the impact of the accretion/ejection phenomenon on the angular momentum evolution of young suns (e.g., Matt et al. 2012b; Zanni & Ferreira 2013). Similarly, it has long been known that low mass stars are braked on the MS as they lose angular momentum to their magnetized winds (Schatzman 1962; Kraft 1967; Weber & Davis 1967; Skumanich 1972; Kawaler 1988). However, quantitative estimates of the angular momentum loss rates had to await the predictions of recent 2D and 3D numerical simulations of realistic magnetized stellar winds (e.g., Vidotto et al. 2011; Aarnio et al. 2012; Matt et al. 2012a). Since observations have so far only revealed surface rotation, except

for the Sun (e.g., Turck-Chieze et al. 2011) and, more recently, for a few evolved giants (e.g., Deheuvels et al. 2012) thanks to asteroseismology, the amount of angular momentum stored in the stellar interior throughout its evolution is usually unknown. Various mechanisms including hydrodynamical instabilities, internal magnetic fields, and gravity waves have been suggested that redistribute angular momentum from the core to the surface (see, e.g., Spada et al. 2010; Eggenberger et al. 2012; Charbonnel et al. 2013). Obviously, as the star sheds angular momentum from the surface, the rate at which angular momentum is transported to the stellar interior has a strong impact on the evolution of surface rotation (e.g., Jianke & Collier Cameron 1993).

The aim of the present study is to develop new angular momentum evolution models for solar-type stars, from 1 Myr to the age of the Sun, that incorporate some of the most recent advances described above and to compare their predictions to the full set of newly available observational constraints. One of the major differences between this study and previous similar studies lies in the wind braking relationship used in the models presented here that relies on recent stellar wind simulations by Matt et al. (2012a) and Cranmer & Saar (2011). In Sect. 2, we compile a set of 13 rotational period distributions that define the run of surface rotation as a function of age, which the models have to account for. In Sect. 3, we describe the assumptions we used in the models to compute the angular momentum evolution of slow, median, and fast rotators, which include star-disk interaction, wind braking, and core-envelope decoupling. The results are presented in Sect. 4 where the differences between fast and slow/median rotator models are highlighted. In Sect. 5, we discuss the implications of these models for internal differential rotation and disk lifetimes and provide a framework for understanding the evolution of the wide dispersion of rotational velocities observed for solar-type stars from the PMS to the early-MS. We conclude in Sect. 6 by discussing the validity and limitations of these models.

## 2. Rotational distributions

In order to compare the angular momentum evolution models to observations, we used the rotational distributions measured for solar-type stars in 13 star forming regions and young open clusters covering the age range from 1 Myr to 1 Gyr, plus the Sun. The stellar clusters were chosen so as to provide rotational periods for at least 40 solar-type stars at a given age, a reasonable minimum for assessing the statistical significance of their distribution. However, this constraint was relaxed for older clusters, namely Praesepe (578 Myr), the Hyades (625 Myr), and NGC 6811 (1 Gyr), for which we used 12, 7, and 31 stars, respectively, as their rotational period distribution is single peaked and exhibits little dispersion (Delorme et al. 2011; Meibom et al. 2011). Table 1 lists the 13 clusters used in this study. We originally selected a stellar mass bin from 0.9 to 1.1  $M_{\odot}$  as being representative of the 1  $M_{\odot}$  rotational models. However, whenever no clear relationship existed between rotation and mass, we enlarged the mass bin to lower mass stars in order to increase the statistical significance of the rotational distributions. This is the case, for instance, for the Orion Nebula Cluster (ONC), where 154 stars with known rotational periods were selected over the mass range 0.25-

1.2  $M_{\odot}$  (see Appendix A for details on the cluster parameters).

All periods used here were derived by monitoring the rotational modulation of the stellar brightness due to surface spots (cf. references in Table 1). This method is free from inclination effects and provides a direct measurement of the star's rotational period, which is then easily converted to angular velocity ( $\Omega_* = 2\pi/P_{rot}$ ). The rotational distributions can, however, be affected by observational biases, such as rapid rotation in tidally synchronized binaries, slow rotation from contaminating field stars unrelated to the cluster, or aliases and/or harmonics of the true stellar period resulting from incomplete and/or uneven temporal sampling. We believe these biases do not strongly affect the percentiles of the distributions we use below to compare angular momentum evolution models to observations.

Figure 1 shows the angular velocity distribution of each cluster as a function of time, with angular velocities scaled to that of the Sun ( $\Omega_{\odot} = 2.87 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ). In this figure, the inverted triangles, squares, and direct triangles represent the 25<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup>, and 90<sup>th</sup> percentiles of the angular velocity distributions, respectively. The aim of the models presented below is to reproduce the run of these slow, median and fast rotators as a function of time. As these distributions suffer from statistical noise, we first estimate the error bars to be placed on the 3 percentiles. For each cluster, we applied a rejection method to randomly generate 5000 angular velocity distributions that follow the observed one. We then computed the percentiles of each of the synthetic distributions, thus yielding 5000 percentile estimates,  $p_i$ , at a given age. The median of the  $p_i$  is taken as being the best estimate of the percentile value, and its associated error bar is computed as being the absolute deviation of individual estimates around the median, i.e.,  $\sigma = 1/n \sum_{i=1}^n |p_i - \text{median}(p_i)|$ . The values of the percentiles and their error bars are listed in Table 1. The average difference between the computed median percentiles and the observed ones is  $1.88 \pm 1.83 \%$  for slow rotators,  $0.26 \pm 1.34 \%$  for median rotators, and  $5.55 \pm 5.98 \%$  for fast rotators. Figure 1 shows that the rotational evolution of solar-type stars is now relatively well-constrained over the PMS and MS, with a nearly even sampling on a logarithmic age scale from 1 Myr to the age of the Sun. The models developed in this paper adopt the ONC rotational distribution as initial conditions at 1 Myr. This cluster exhibits a large spread in rotation rates, whose origin is currently unclear and points to the protostellar phase. We return to this point in Sect. 5.3.

## 3. Model assumptions

The angular momentum evolution of isolated solar-type stars depends mainly on three physical processes: angular momentum exchange within the evolving stellar interior, magnetic star-disk interaction in accreting young stars, and angular momentum removal by magnetized stellar winds. We discuss in turn the corresponding model assumptions in this section.

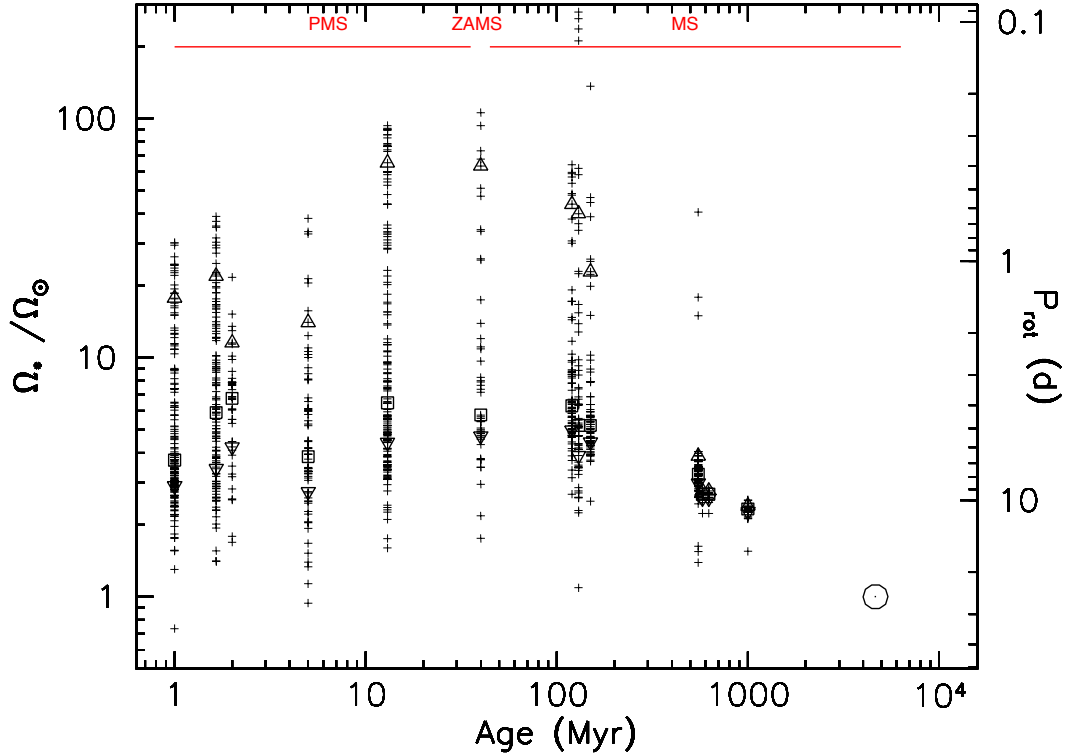
### 3.1. Internal structure

In order to follow the evolution of the stellar structure, most notably during the pre-main sequence when the radiative core develops and the stellar radius shrinks, we adopt the

**Table 1.** Open clusters whose rotational distributions are used in this study.

Cluster	Age (Myr)	$N_{star}$	Mass bin ( $M_{\odot}$ )	Ref.	$\Omega_{25}$	$\Omega_{50}$ ( $\Omega_{\odot}$ )	$\Omega_{90}$
ONC	1	154	0.25-1.2	1	$2.88 \pm 0.07$	$3.73 \pm 0.16$	$17.64 \pm 1.61$
NGC 6530	1.65	129	0.5-1.1	2	$3.43 \pm 0.26$	$6.14 \pm 0.47$	$22.25 \pm 2.64$
NGC 2264	2	41	0.6-1.2	3	$4.03 \pm 0.49$	$6.74 \pm 0.49$	$11.37 \pm 1.28$
NGC 2362	5	64	0.8-1.1	4	$2.78 \pm 0.26$	$3.79 \pm 0.36$	$12.34 \pm 2.61$
h PER	13	159	0.8-1.1	5	$4.27 \pm 0.27$	$6.54 \pm 0.7$	$60.66 \pm 7.33$
NGC 2547	40	47	0.6-1.1	6	$4.51 \pm 0.26$	$5.76 \pm 1.05$	$51.01 \pm 12.57$
Pleiades	120	74	0.9-1.1	7	$4.96 \pm 0.13$	$6.21 \pm 0.31$	$38 \pm 9.92$
M 50	130	62	0.9-1.1	8	$3.81 \pm 0.31$	$5.21 \pm 0.33$	$36.34 \pm 19.02$
M 35	150	70	0.9-1.1	9	$4.39 \pm 0.09$	$5.25 \pm 0.2$	$22.28 \pm 5.03$
M 37	550	75	0.9-1.1	10	$2.95 \pm 0.05$	$3.26 \pm 0.06$	$3.75 \pm 0.16$
Praesepe	578	12	0.9-1.1	11	$2.54 \pm 0.05$	$2.68 \pm 0.04$	$2.73 \pm 0.03$
Hyades	625	7	0.9-1.1	11	$2.48 \pm 0.07$	$2.68 \pm 0.06$	$2.91 \pm 0.1$
NGC 6811	1000	31	0.9-1.1	12	$2.25 \pm 0.02$	$2.33 \pm 0.02$	$2.39 \pm 0.02$

**References.** (1) Herbst et al. (2002); (2) Henderson & Stassun (2012); (3) Affer et al. (2013); (4) Irwin et al. (2008a); (5) Moraux et al. (in press); (6) Irwin et al. (2008b); (7) Hartman et al. (2010); (8) Irwin et al. (2009); (9) Meibom et al. (2009); (10) Hartman et al. (2009); (11) Delorme et al. (2011); (12) Meibom et al. (2011).



**Fig. 1.** Angular velocity distributions of solar-type stars in young open clusters and the Sun. Direct triangles, inverted triangles, and squares represent the 90<sup>th</sup> percentile, the 25<sup>th</sup> percentiles, and the median of the observed distributions, respectively. The open circle shows the angular velocity of the present Sun. The left axis is labelled angular velocity normalized to the Sun's, while the right axis is labelled rotational periods (days).

Baraffe et al. (1998) NextGen models computed for solar-mass stars of solar metallicity, with a mixing length parameter  $\alpha = 1.5$ , and helium abundance  $Y = 0.275$ . The model starts at  $3 \cdot 10^3$  yr and yields  $R_* = 1.02R_{\odot}$  and  $L_* = 1.04L_{\odot}$  at an age of 4.65 Gyr. Since the mass bins we selected in each cluster are representative of the rotation rates of solar-mass stars, we only used  $1M_{\odot}$  models. Furthermore, only solar metallicity models were used, neglecting the possi-

ble impact of a cluster's slightly different metallicity on the rotational properties of the members (cf. Appendix). Low mass stars are composed of two regions: an inner radiative core and an outer convective envelope. We follow MacGregor & Brenner (1991) by assuming that both the core and the envelope rotate as solid bodies but with different angular velocity. The amount of angular momentum  $\Delta J$  to be transferred from the core to the envelope in order

to balance their angular velocities is given by

$$\Delta J = \frac{I_{env}J_{core} - I_{core}J_{env}}{I_{core} + I_{env}}, \quad (1)$$

where  $I$  and  $J$  refer to the moment of inertia and angular momentum, respectively, of the radiative core and the convective envelope. As in Allain (1998), we assume that  $\Delta J$  is transferred over a time-scale  $\tau_{c-e}$ , which we refer to as the core-envelope coupling timescale. This is a free parameter of the model that characterizes the angular momentum exchange rate within the stellar interior. Previous modeling has shown that the coupling timescale may be different for fast and slow rotators (Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Irwin & Bouvier 2009), an issue to which we return below. Denissenkov et al. (2010) assumed a rotation-dependent coupling timescale and described it as a simple step function, where the coupling timescale is short at high velocity and suddenly increases below some critical velocity. More recently, Spada et al. (2011) have explored a more specific dependence of  $\tau_{c-e}$  on rotation

$$\tau_{c-e}(t) = \tau_0 \left[ \frac{\Delta\Omega_\odot}{\Delta\Omega(t)} \right]^\alpha, \quad (2)$$

where  $\Delta\Omega_\odot = 0.2 \Omega_\odot$ ,  $\Delta\Omega(t) = \Omega_{core} - \Omega_{env}$ ,  $\tau_0 = 57.7 \pm 5.24$  Myr, and  $\alpha = 0.076 \pm 0.02$ . The derived dependency of  $\tau_{c-e}$  on  $\Delta\Omega$  is weak, and we simply assume here that  $\tau_{c-e}$  is constant for a given model.

### 3.2. Star-disk interaction

For a few Myr during the early pre-main sequence, solar-type stars magnetically interact with their accretion disk, a process often referred to as magnetospheric accretion (cf. Bouvier et al. 2007, for a review). This star-disk magnetic coupling involves complex angular momentum exchange between the components of the system, including the accretion disk, the central star, and possibly both stellar and disk winds. Early models suggested that the magnetic link between the star and the disk beyond the corotation radius could result in a spin equilibrium for the central star (e.g., Collier Cameron & Campbell 1993; Collier Cameron et al. 1995). More recently, accretion-powered stellar winds have been proposed as a way to remove from the central star the excess of angular momentum gained from disk accretion (Matt & Pudritz 2005, 2008a,b). However, Zanni & Ferreira (2011) showed that the characteristic accretion shock luminosity  $L_{UV}$  in young stars, of the order of  $0.1 L_\odot$ , implies that a significant fraction of the accretion energy is radiated through the accretion shock. They concluded that mass and energy supplied by accretion may not be sufficient to provide an efficient spin-down torque by accretion-driven winds. Zanni & Ferreira (2013) propose that magnetospheric reconnection events occurring between the star and the disk lead to ejection episodes that remove the excess angular momentum. The issue of angular momentum exchange between the young star and its environment thus remains controversial and much work remains to be done to be able to provide a clear physical description of this process. Based on the observational evidence for a spin equilibrium in accreting young stars (Bouvier et al. 1993; Edwards et al. 1993; Rebull et al. 2004), we simply assume here that the stellar angular velocity remains constant as long as the young star interacts with its disk. Hence, a free parameter

of the models is the accretion disk lifetime  $\tau_{disk}$ , i.e., the duration over which the star's angular velocity is maintained at its initial value. After a time  $\tau_{disk}$ , the star is released from its disk, and is only subjected to angular momentum loss because as a result of magnetized stellar winds (see below). We note that during most of the pre-main sequence, once the disk has dissipated, angular momentum losses due to magnetized stellar winds are, however, unable to prevent the star from spinning up as its moment of inertia rapidly decreases towards the ZAMS (cf. Bouvier et al. 1997; Matt & Pudritz 2007).

### 3.3. Stellar winds

Solar-type stars lose angular momentum as they evolve because of magnetized stellar winds (Schatzman 1962; Weber & Davis 1967). Assuming a spherical outflow, the angular momentum loss rate due to stellar winds can be expressed as

$$\frac{dJ}{dt} \propto \Omega_* \cdot \dot{M}_{wind} \cdot r_A^2, \quad (3)$$

where  $r_A$  is the averaged value of the Alfvén radius that accounts for the magnetic lever arm,  $\Omega_*$  is the angular velocity at the stellar surface, and  $\dot{M}_{wind}$  is the mass outflow rate. Most angular momentum evolution models have so far used Kawaler's (1988) prescription to estimate the amount of angular momentum losses due to stellar winds, with some modifications such as magnetic saturation (Krishnamurthi et al. 1997; Bouvier et al. 1997) or a revised dynamo prescription (Reiners & Mohanty 2012). The main difference between previous models and the ones we present here is that we base our estimates of angular momentum loss on the recent stellar wind simulations performed by Matt et al. (2012a) who derived the expression

$$r_A = K_1 \left[ \frac{B_p^2 R_*^2}{\dot{M}_{wind} \sqrt{K_2^2 v_{esc}^2 + \Omega_*^2 R_*^2}} \right]^m R_*, \quad (4)$$

where  $K_1 = 1.30$ ,  $K_2 = 0.0506$ , and  $m = 0.2177$  are obtained from numerical simulations of a stellar wind flowing along the opened field lines of a dipolar magnetosphere. In Eq. 4,  $R_*$  is the stellar radius,  $B_p$  is the surface strength of the dipole magnetic field at the stellar equator, and  $v_{esc} = \sqrt{2GM_*/R_*}$ , where  $M_*$  is the stellar mass, is the escape velocity. This equation is a modified version of the Matt & Pudritz (2008a) prescription,

$$r_A = K_3 \left( \frac{B_p^2 R_*^2}{\dot{M}_{wind} v_{esc}} \right)^m R_*, \quad (5)$$

where  $K_3 = 2.11$  and  $m = 0.223$  and are derived from numerical simulations. The difference between Eqs. 4 and 5 is the term  $\sqrt{1/\Omega_*^2 R_*^2}$  that takes into account how the Alfvénic radius depends on stellar rotation.

In order to implement this angular momentum loss rate into our models, we have to express the Alfvénic radius as a function of stellar angular velocity only (and stellar parameters  $M_*$ ,  $R_*$ ). We must therefore adopt a dynamo prescription that relates the stellar magnetic field to stellar rotation, as well as a wind prescription that relates the mass-loss rate to the stellar angular velocity. We discuss now how to define such relationships, based on theory and numerical simulations, and calibrated onto the present-day Sun.

### 3.3.1. Dynamo prescription

We assume the stellar magnetic field to be dynamo generated, i.e., that the mean surface magnetic field strength scales to some power of the angular velocity. We thus have

$$f_* B_* \propto \Omega_*^b, \quad (6)$$

where  $b$  is the dynamo exponent,  $B_*$  is the strength of the magnetic field, and  $f_*$  is the filling factor, i.e., the fraction of the stellar surface that is magnetized (cf. Reiners & Mohanty 2012). Magnetic field measurements suggest that the magnetic field strength  $B_*$  is proportional to the equipartition magnetic field strength  $B_{eq}$  (see Cranmer & Saar 2011)

$$B_* \approx 1.13 B_{eq}, \quad (7)$$

where  $B_{eq}$  is defined as

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

with  $\rho_*$  the photospheric density,  $k_B$  the Boltzmann's constant,  $T_{eff}$  the effective temperature,  $\mu$  the mean atomic weight, and  $m_H$  the mass of a hydrogen atom. By using the magnetic field measurement of 29 stars, Cranmer & Saar (2011) found that the ratio  $B_*/B_{eq}$  only slightly depends on the rotation period, i.e.,  $B_*/B_{eq} \propto P_{rot}^{-0.13}$ , which implies that the magnetic field strength is almost constant regardless of the angular velocity. This behavior is consistent with the observations of Saar (1996) who found a slight increase of  $B_*/B_{eq}$  for  $P_{rot} < 3$  days (see Saar 1996, Fig. 3). In contrast, the magnetic filling factor  $f_*$  appears to strongly depend on the Rossby number  $Ro = P_{rot}/\tau_{conv}$ , where  $\tau_{conv}$  is the convective turnover time. According to Saar (1996)  $f_* \propto P_{rot}^{-1.8}$ , while Cranmer & Saar (2011) provide two different fits for  $f_*$  that are, respectively, the lower and upper envelopes of the  $f_*$ - $Ro$  plot (see their Fig. 7)

$$f_{min} = \frac{0.5}{[1 + (x/0.16)^{2.6}]^{1.3}}, \quad (9)$$

which is the magnetic filling factor linked to the open flux tubes in non-active magnetic regions, with  $x = Ro/Ro_\odot$ ,  $Ro_\odot = 1.96$ , and

$$f_{max} = \frac{1}{1 + (x/0.31)^{2.5}}, \quad (10)$$

which is linked to the closed flux tubes in active regions. Their empirical fits give  $f_{min} \propto Ro^{-3.4}$  and  $f_{max} \propto Ro^{-2.5}$ , respectively. In the framework of our model the most relevant filling factor is  $f_{min}$  which is related to the open flux tubes that carry matter through the stellar outflow. We therefore preferred the expression  $f_{min}$ , but slightly modified it in order to reproduce the average filling factor of the present Sun ( $f_\odot = 0.001-0.01$ , see Table 1 of Cranmer & Saar 2011)

$$f_* = \frac{0.55}{[1 + (x/0.16)^{2.3}]^{1.22}}. \quad (11)$$

We used the BOREAS<sup>1</sup> subroutine, developed by Cranmer & Saar (2011) to get the mean magnetic field  $B_* f_*$

as a function of stellar density, effective temperature, and angular velocity. The photospheric density is calculated by BOREAS at the age steps provided by the Baraffe et al. (1998) stellar structure models, and  $f_*$  is derived from Eq. 11 above. The upper panel of Fig. 2 shows the resulting mean magnetic field strength as a function of stellar angular velocity. It is seen that  $B_* f_*$  increases from  $\Omega_* \simeq 1 \Omega_\odot$  to  $\Omega_* \simeq 10 \Omega_\odot$ , and then starts to saturate at  $\Omega_* \geq 15 \Omega_\odot$ . We derive the following asymptotic expressions for the slow and fast rotation regimes, respectively,

$$f_* B_*(G) \simeq 7.3 \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_\odot}\right)^{2.6} \quad \text{if } 1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot, \quad (12)$$

$$f_* B_*(G) \simeq 910 \quad \text{if } \Omega_* \geq \Omega_{sat}, \quad (13)$$

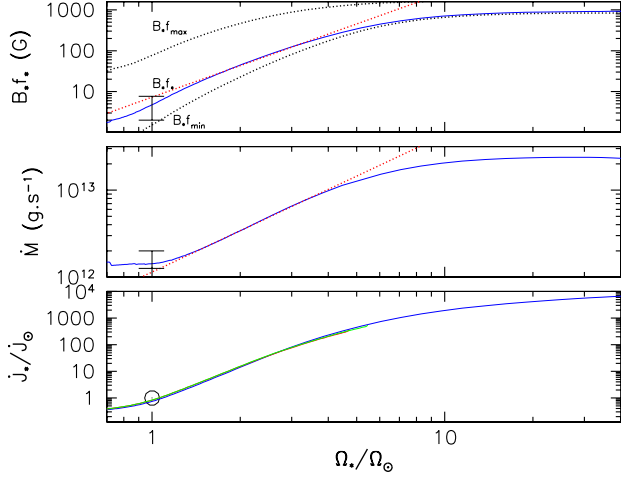
where  $\Omega_{sat} \approx 15 \Omega_\odot$ . The saturation threshold is dictated by the expression of  $f_*$  that we adopt in our simulation. We used the Rossby prescription from Cranmer & Saar (2011), i.e., for a solar-mass star  $\tau_{conv} \approx 30$  d at 10 Myr, decreasing to 15 d at an age  $\geq 30$  Myr. Measurements of stellar magnetic fields suggest that saturation is reached at  $Ro \lesssim 0.1 - 0.13$  (see Reiners et al. 2009, Fig. 6). With  $\tau_{conv} \approx 15$  days, this translates into a dynamo saturation occurring at  $\Omega_{sat} \sim 13 - 17 \Omega_\odot$ , which is consistent with the value we derive here (cf. Fig. 2). In Eq. 4,  $B_p$  is the strength of the dipole magnetic field at the stellar equator. Even though the real stellar magnetic field is certainly not a perfect dipole, we identify  $B_p$  to the strength of the mean magnetic field  $B_* f_*$ .

### 3.3.2. Wind loss rate prescription

The mass-loss rate of solar-type stars at various stages of evolution is unfortunately difficult to estimate directly from observation. We therefore have to rely mainly on the results of numerical simulations of stellar winds, calibrated onto a few, mostly indirect, mass-loss measurements (e.g., Wood et al. 2002, 2005). Here we used the results from the numerical simulations of Cranmer & Saar (2011). Assuming that the wind is driven by gas pressure in a hot corona, as is likely the case for G-K stars, they found  $\dot{M}_{wind} \propto f_*^{5/7}$ . As we did in the case of the mean magnetic field, we used the output of the BOREAS subroutine to get the mass-loss rate as a function of several stellar parameters such as the angular velocity, the luminosity, and the radius. In particular, the mass-loss rate strongly depends on the quantity of energy  $F_{A*}$  deposited by the Alfvén waves as they propagate through the photosphere and are subsequently converted into a heating energy flux that powers the stellar wind (see Musielak & Ulmschneider 2001, 2002a,b, for details). Cranmer & Saar (2011) provided an analytical fit, based on the results of Musielak & Ulmschneider (2002b), for  $F_{A*}$  in the case where the mixing length parameter  $\alpha = 2$  and  $B_*/B_{eq} = 0.85$ . In our model, we use  $\alpha = 1.5$  and  $B_*/B_{eq} = 1.13$ , and estimate that Cranmer & Saar (2011) overestimates  $F_{A*}$  by a factor of about 5 (see Eqs. 14 and 15 from Musielak & Ulmschneider 2002b). We empirically adopt a dividing factor of 2.5 in our model to recover a mass-loss rate of  $1.42 \times 10^{12} \text{g.s}^{-1}$  at the age of the Sun, which is consistent with the estimated range of the present Sun's mass-loss rate ( $\dot{M}_\odot = 1.25 - 1.99 \times 10^{12} \text{g.s}^{-1}$ , see Table 2 from Cranmer & Saar 2011).

The middle panel of Fig. 2 shows the evolution of the mass-loss rate as a function of stellar angular velocity in our

<sup>1</sup> <https://www.cfa.harvard.edu/~scanmer/Data/MDot2011/>



**Fig. 2.** *Upper panel:* Mean magnetic field strength computed from the BOREAS subroutine as a function of stellar angular velocity normalized to the Sun’s velocity. The Sun’s range of  $B_*f_* = 2 - 7.7$  G is shown as a vertical bar. The upper and lower dotted lines illustrate  $B_*f_{max}$  and  $B_*f_{min}$ , respectively. The red dashed line is a power-law fit to  $B_*f_*$  in the non-saturated regime (cf. Eq. 12). *Middle panel:* The mass-loss rate computed from the BOREAS subroutine as a function of stellar angular velocity normalized to the Sun’s velocity. The range of  $\dot{M}$  estimate for the Sun is shown with a vertical bar. The red dashed line is a power-law fit to  $\dot{M}$  in the non-saturated regime (cf. Eq. 14). *Lower panel:* The angular momentum loss rate as a function of angular velocity. Both quantities are normalized to the Sun’s ( $\dot{J}_\odot = 7.169 \times 10^{30}$  g.cm<sup>2</sup>.s<sup>-2</sup>, and  $\Omega_\odot = 2.87 \times 10^{-6}$  s<sup>-1</sup>). Three overlapping curves are illustrated for fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models. The temporal evolution of  $T_{eff}$  and  $R_*$  is included in the computation of  $\dot{J}/\dot{J}_\odot$  for each model.

models. The saturation of the mass-loss rate again appears around  $10 \Omega_\odot$ , corresponding to the saturation of  $f_*$ . We derive the following asymptotic expressions for the mass loss-rate prescription in the slow and fast rotation regimes, respectively,

$$\dot{M}_{wind} \simeq 1.14 \times 10^{12} \left( \frac{\Omega_*}{\Omega_\odot} \right)^{1.58} \text{ g.s}^{-1}, \quad (14)$$

if  $1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot$ , and

$$\dot{M}_{wind} \simeq 2.4 \times 10^{13} \text{ g.s}^{-1}, \quad (15)$$

if  $\Omega_* \geq \Omega_{sat}$ , where  $\Omega_{sat} \approx 15 \Omega_\odot$ .

### 3.3.3. Angular momentum loss rate: asymptotic forms

To highlight the dependency of the angular momentum loss rate on stellar parameters and primarily on stellar angular velocity, we express  $dJ/dt$ , in the asymptotic cases of slow and fast rotators, as a power law combining Eqs. 3, 4, 12, 13, 14, and 15 above, to yield

$$\frac{dJ}{dt} = 1.22 \times 10^{36} \frac{K_1^2 R_*^{3.1}}{(K_2^2 2GM_* + \Omega_*^2 R_*^3)^{0.22}} \Omega_*^{4.17} \quad (16)$$

if  $1.5 \Omega_\odot \leq \Omega_* \leq 4 \Omega_\odot$ , and

$$\frac{dJ}{dt} = 2.18 \times 10^{16} \frac{K_1^2 R_*^{3.1}}{(K_2^2 2GM_* + \Omega_*^2 R_*^3)^{0.22}} \Omega_* \quad (17)$$

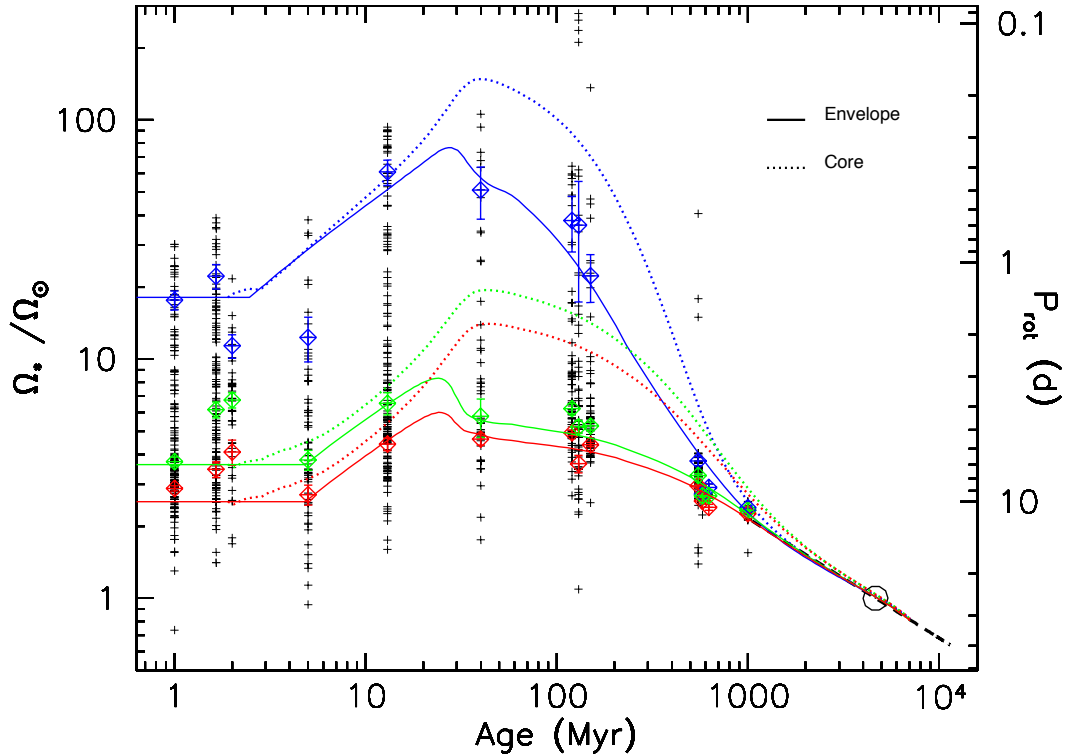
in the saturated regime ( $\Omega_* \geq 15 \Omega_\odot$ ). Fig 2 shows how the angular momentum loss rate varies with angular velocity for the three rotational models developed below.

## 4. Results

The free parameters of the model are the initial rotational period at 1 Myr  $P_{init}$ , the core-envelope coupling timescale  $\tau_{c-e}$ , the disk lifetime  $\tau_{disk}$ , and the scaling constant of the wind braking law  $K_1$ . The value of these parameters are to be derived by comparing the models to the observed rotational evolution of solar-type stars. The models for slow, median, and fast rotators are illustrated in Fig. 3 and their respective parameters are listed in Table 2. As explained below, the initial period for each model is dictated by the rotational distributions of the youngest clusters, while the disk lifetime is adjusted to reproduce the observed spin up to the 13 Myr h Per cluster. We did not attempt any chi-square fitting but merely tried to reproduce by eye the run of the rotational percentiles as a function of time.

For the fast rotator model ( $P_{init} = 1.4$  d), the disk lifetime is taken to be as short as 2.5 Myr, resulting in a strong PMS spin up. This is required to fit the rapid increase of angular velocity between the youngest clusters at a few Myr ( $\Omega_* \simeq 10 - 20 \Omega_\odot$ ) and the 13 Myr h Per Cluster ( $\Omega_* \simeq 60 \Omega_\odot$ ). The choice of  $P_{init} = 1.4$  d for this model is dictated by the fast rotators in the two youngest clusters (ONC and NGC 6530). However, it is seen from Fig. 3 and Table 1 that slightly older PMS clusters (NGC 2264 and NGC 2362) do not appear to harbor such fast rotators. Whether this is due to statistical noise or observational biases, or whether it actually reflects different cluster-to-cluster initial conditions, possibly linked to environmental effects (cf. Littlefair et al. 2010; Bolmont et al. 2012), is yet unclear. The core-envelope coupling timescale of the fast rotator model is 12 Myr which is comparable to the 10 Myr coupling timescale adopted by Bouvier (2008), but much longer than the 1 Myr value used in Denissenkov et al. (2010). The reason for this difference is twofold. First, the adoption of different braking laws results in different coupling timescales that reproduce the same set of rotational distributions. Second, the inclusion in our work of the recently derived h Per rotational distribution at 13 Myr (Morau et al. in press) yields new constraints on pre-ZAMS spin up that were not accounted for in previous studies. Figure 4 clearly shows that a coupling timescale as short as 1 Myr would not fit the observed evolution of fast rotators around the ZAMS. Still, the 12 Myr coupling timescale we derive is short enough to allow the core and the envelope to exchange a large amount of angular momentum. In this way, the whole star is accelerated and the envelope reaches the high velocities observed at the ZAMS ( $\Omega_* \simeq 50 - 60 \Omega_\odot$ ). A longer coupling timescale would fail to account for the fastest rotators on the ZAMS. This is clearly shown in Fig. 4 that illustrates the impact of the coupling timescale  $\tau_{c-e}$  on the rotational evolution of the envelope in the fast rotator model. Longer coupling timescales yield lower rotation rates on the ZAMS, as the inner radiative core retains most of the angular momentum while the convective envelope starts to be spun down. While for  $\tau_{c-e} = 15$  Myr, the velocity at ZAMS reaches  $50 \Omega_\odot$ , for  $\tau_{c-e} = 1$  Myr it amounts to  $120 \Omega_\odot$ . So, a relatively short coupling timescale of 10-15 Myr is required in order to fit the observational constraints, i.e., initial conditions, fast PMS



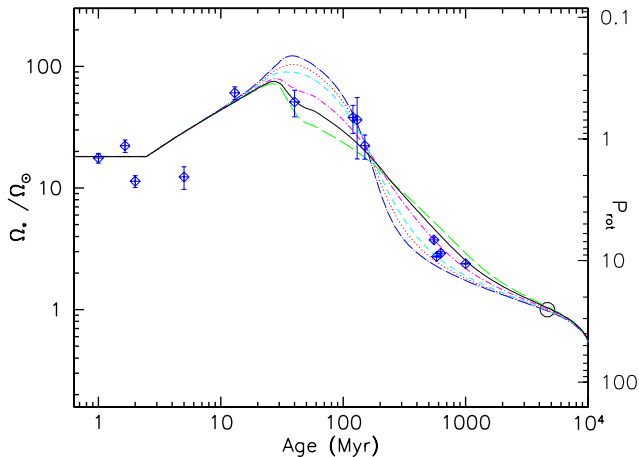


**Fig. 3.** Angular velocity of the radiative core (dashed lines) and of the convective envelope (solid lines) is shown as a function of time for fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models. The angular velocity is scaled to the angular velocity of the present Sun. The blue, red, and green tilted squares and associated error bars represent the 90<sup>th</sup> percentile, the 25<sup>th</sup> percentile, and the median, respectively, of the rotational distributions of solar-type stars in star forming regions and young open clusters obtained with the rejection sampling method (see text). The open circle is the angular velocity of the present Sun and the dashed black line illustrates the Skumanich relationship,  $\Omega \propto t^{-1/2}$ .

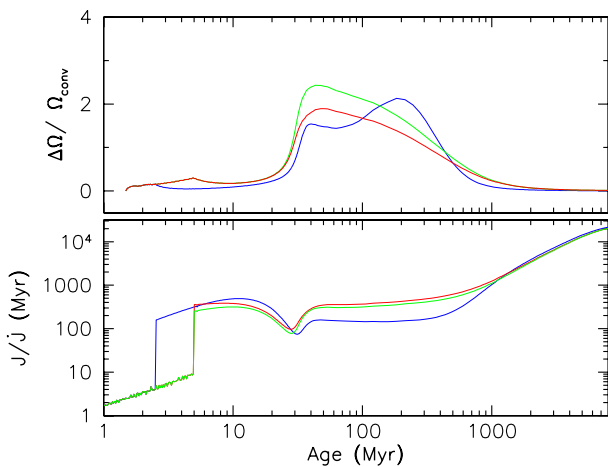
spin-up, and high rotation rates on the ZAMS, from the PMS to the ZAMS. The choice of the coupling timescale also has an impact the shape of the angular velocity evolution on the early MS (Fig. 4). A short coupling timescale leads to a steeper spin down on the early MS, as the fastest ZAMS rotators are more efficiently braked by stellar winds. For longer coupling timescales, the early MS spin down is shallower, which arises from both a weaker angular momentum loss at the stellar surface and the angular momentum stored in the core being transferred back to the envelope on a timescale of  $\simeq 100$  Myr. The comparison of the models with the observations suggests that a core-envelope coupling timescale of 10-15 Myr best reproduces the spin-down rate of fast rotators on the early MS. In these models, the largest amount of differential rotation between the inner radiative core and the outer convective envelope is reached at 200 Myr and amounts to  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 2 - 2.5$  (cf. Fig. 5).

As can be seen from Table 2, the parameters for the median and slow rotator models are quite similar to each other. The initial rotational periods are 7d and 10d for the median and slow rotator models, respectively, as indicated by the rotational distributions of the youngest PMS clusters, with significant scatter, however, over the first 5 Myr (see above). For both models we chose a disk lifetime of 5 Myr in order to reproduce the late PMS clusters and the slow rotation rates still observed in the 13 Myr h Per cluster ( $\Omega_* \leq 7 \Omega_\odot$ ). To account for the weak PMS spin up

of the envelope, which leads to moderate velocities on the ZAMS ( $\Omega_* \leq 6 \Omega_\odot$ ), we had to assume a much longer core-envelope coupling timescale than for fast rotators, namely 28 and 30 Myr for median and slow rotator models, respectively. These values are significantly smaller than the 100 Myr coupling timescale derived by Bouvier (2008) and comparable to the value of  $55 \pm 25$  Myr derived by Denissenkov et al. (2010). The longer coupling timescale Bouvier (2008) assumes for slow rotators stems from the Kawaler braking law used in those models, which predicts weaker spin-down rate for slow rotators than the braking law we adopt here. Indeed, the slow rotation rates observed at 40 Myr requires the convective envelope to be braked *before* the star reaches the ZAMS, which suggests that only the outer convective envelope is spun down while the inner radiative core continues to accelerate all the way to the ZAMS (cf. Fig. 3). These models thus suggest that strong differential rotation develops between the radiative core and the convective envelope, reaching a maximum value of  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 2 - 2.5$  at 40 Myr, i.e., at the start of the MS evolution (cf. Fig. 5). A long coupling timescale also implies a long-term transfer of angular momentum from the core to the envelope, which nearly compensates for the weak angular momentum loss at the stellar surface on the early MS. Thus, in sharp contrast to the fast rotator models which predict a factor of 10 decrease in rotation rate from the ZAMS to the Hyades age, the models for slow and median rotators



**Fig. 4.** Angular velocity evolution for different values of the coupling time-scale  $\tau_{c-e}$  for the fast rotator model ( $P_{init} = 1.4$  days,  $\tau_{disk} = 2.5$  Myr). From top to bottom at the ZAMS the values for  $\tau_{c-e}$  are: 1 Myr (blue dot - long-dashed line), 3 Myr (red dotted line), 5 Myr (cyan short-dashed line), 10 Myr (magenta dot - short-dashed line), 15 Myr (black solid line), and 20 Myr (green long-dashed line). The blue tilted square and associated error bars represent the 90<sup>th</sup> percentile of the rotational distributions of solar-type stars in star forming regions and young open clusters obtained with the rejection sampling method (see text). The open circle is the angular velocity of the present Sun.



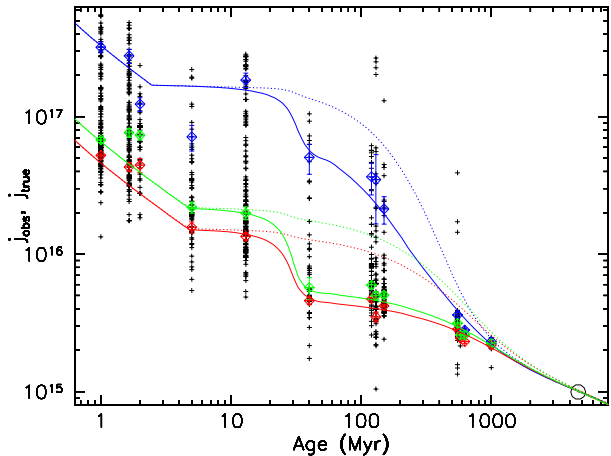
**Fig. 5.** *Upper panel:* Velocity shear at the base of the convective zone  $(\Omega_{core} - \Omega_{env})/\Omega_{env}$  in the case of fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models. *Lower panel:* Spin-down time-scale  $(J/\dot{J})$  expressed in Myr, in the case of fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models.

predict a much shallower decline of surface rotation on the early MS, amounting to merely a factor of  $\simeq 2$  over the age range 0.1-1.0 Gyr. The slow decline of surface rotation is due to angular momentum of the core resurfacing at the stellar surface on a timescale of  $\simeq 100$  Myr in slow and moderate rotators and it accounts for the observed evolution of the lower envelope of the rotational distributions of early MS clusters (cf. Fig. 3).

By 1 Gyr, the slow, median, and fast rotators models have all converged towards the same surface angular

**Table 2.** Model parameters.

Parameter	Slow	Median	Fast
$P_{init}$ (days)	10	7	1.4
$\tau_{c-e}$ (Myr)	30	28	12
$\tau_{disk}$ (Myr)	5	5	2.5
$K_1$	1.8	1.8	1.7



**Fig. 6.** Observed specific angular momentum ( $j_{obs} = I_*\Omega_{env}/M_*$ ) evolution (solid line) and actual specific angular momentum ( $j_{true} = (I_{core}\Omega_{core} + I_{env}\Omega_{env})/M_*$ ) evolution (dotted line) for the fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models. The blue, green, and red tilted squares represent respectively the 90<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup>, and 25<sup>th</sup> percentiles of the observed specific angular momentum computed from the cluster's rotational distributions. The open circle is the specific angular momentum of the present-day Sun.

velocity and stars are thereafter braked at a low pace, following Skumanich's relationship (Skumanich 1972), i.e.,  $\Omega_* \propto t^{-1/2}$ . It is quite noticeable, however, that this relationship is not valid earlier on the MS, nor does a unique relationship between age and surface rotation prior to about 1 Gyr for solar-type stars (Epstein & Pinsonneault 2012). All the models presented here yield a complete recoupling between the radiative core and the convective envelope by the age of the Sun, as requested by helioseismology results (Thompson et al. 2003). We emphasize that the evolution of core rotation strongly depends on the core-envelope coupling timescale assumed in the models and currently lacks observational constraints, apart from the solar case.

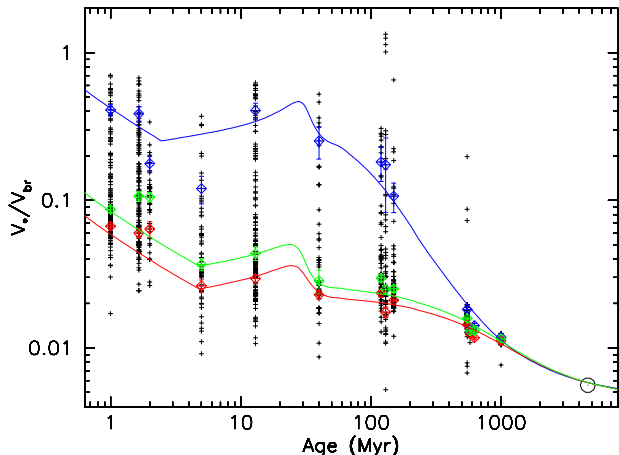
In Fig. 6, we show the same models for slow, median, and fast rotators where angular velocity has been converted to specific angular momentum. We define the observed specific angular momentum as  $j_{obs} = I_*\Omega_{env}/M_*$ , which would be derived from the surface angular velocity by assuming the star is a solid-body rotator (i.e.,  $\Omega_{core} = \Omega_{env}$ ), and the actual specific angular momentum  $j_{true} = (I_{core}\Omega_{core} + I_{env}\Omega_{env})/M_*$ , which takes into account the different rotation rates between the core and the envelope, as predicted by the models. We used the Baraffe et al. (1998) evolutionary models to estimate  $I_{core}$ ,  $I_{conv}$ , and  $I_*$ , for solar-mass stars at the ages of each cluster. Their respective values, normalized to  $I_{\odot} = J_{\odot}/\Omega_{\odot} = 6.41 \times 10^{53}$  g.cm<sup>2</sup>, are listed in Table 3. During the early PMS, as long as the nearly

**Table 3.** Radius and moment of inertia of solar-mass stars.

Cluster	Age (Myr)	Radius ( $R_{\odot}$ )	$I_{env}$ —	$I_{core}$ ( $I_{\odot}$ )	$I_{star}$ —
ONC	1	2.58	19.6	0	19.6
NGC 6530	1.65	2.12	13.4	0	13.4
NGC 2264	2	1.98	11.7	0.004	11.7
NGC 2362	5	1.44	5.7	0.5	6.2
h PER	13	1.12	2.1	1.2	3.3
NGC 2547	40	0.92	0.13	0.93	1.06
Pleiades	120	0.9	0.13	0.9	1.03
M50	130	0.9	0.13	0.9	1.03
M35	150	0.9	0.13	0.9	1.03
M37	550	0.91	0.12	0.91	1.03
Praesepe	578	0.91	0.12	0.91	1.03
Hyades	625	0.91	0.12	0.91	1.03
NGC 6811	1000	0.92	0.12	0.95	1.07

fully convective star is coupled to the disk, the assumption of constant angular velocity translates into a significant decrease of specific angular momentum as the stellar radius shrinks ( $j \propto \Omega_* R_*^2$ ). Because the star is released from the disk at a few Myr, angular momentum losses due to stellar winds are weak, and  $j$  does not vary much for the next 10-20 Myr. Closer to the ZAMS, however, because fast rotators have reached their maximum velocity and slow rotators have experienced core-envelope decoupling,  $j_{obs}$  will decrease again. In slow rotators, most of the angular momentum remains hidden in the inner radiative core. The different evolution of  $j_{obs}$  and  $j_{true}$  seen in Fig. 6 past the ZAMS clearly illustrates the storage of angular momentum in the radiative core that is gradually transferred back to the convective envelope on a timescale of several 100 Myr. Eventually, all the models converge to the specific angular momentum of the present-day Sun by 4.56 Gyr ( $j_{\odot} \approx 9.25 \times 10^{14} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ; Pinto et al. 2011).

Finally, both models and observations are shown in Fig. 7 where the surface velocity has been normalized to the break-up velocity  $V_{br} = (\frac{2}{3})^{1/2} \sqrt{GM_*/R_*}$  where the factor  $(\frac{2}{3})^{1/2}$  comes from the ratio of the equatorial to the polar radius at critical velocity. The radius of non-rotating solar-mass stars at the age of the various clusters has been obtained from the Baraffe et al. (1998) evolutionary models (see Table 3). As the stellar radius shrinks during the PMS, the break-up velocity of a solar-mass star increases from 222 km/s at 1 Myr to 371 km/s at the ZAMS. As long as the star is coupled to the disk,  $\Omega_*$  is held constant, i.e.,  $V_* \propto R_*$  while  $V_{br}$  increases, resulting in a net decrease of  $V_*/V_{br} \propto R_*^{3/2}$  (Fig. 7). At  $t = \tau_{disk}$ , the star begins to spin up as it contracts towards the ZAMS at a faster rate ( $V_* \propto R_*^{-1}$ ) than the increase of the break-up velocity, which results in the increasing  $V_*/V_{br} \propto R_*^{-1/2}$  seen in Fig. 7 prior to the ZAMS. At this stage, fast rotators can reach about 40-50% of the break-up velocity. Later on the MS, the velocity of the fast rotators decreases from about  $0.15 V_{br}$  at 100 Myr to  $10^{-2} V_{br}$  at 1 Gyr. The median/slow rotator models start at 0.08 and 0.05  $V_{br}$ , respectively, at the age of the ONC. The angular velocity predicted by these models never exceeds 0.06  $V_{br}$  from the ZAMS to the age of the Sun. All models eventually reach  $V_* \simeq 10^{-2} V_{br}$  at  $\approx 1$  Gyr. We note that the few outliers with velocities close to and beyond the break-up velocity at an age of 130 Myr



**Fig. 7.** Evolution of surface velocity scaled to break-up velocity for fast (blue), median (green), and slow (red) rotator models. The blue, red, and green tilted squares represent respectively the 90<sup>th</sup> quartile, the 25<sup>th</sup> quartile, and the median of the rotational distributions. The open circle represents the Sun.

in Fig. 7 are probably either field contaminants unrelated to the M50 cluster, or contact binaries whose rotational evolution is driven by tidal effects (Irwin et al. 2009).

## 5. Discussion

The evolution of surface rotation of solar-type stars is now well documented, from their first appearance in the HR diagram as  $\simeq 1$  Myr PMS stars up to the age of the Sun, thanks to the measurement of thousands of rotational periods in star forming regions and young open clusters. Three main phases can be identified: a nearly constant surface rotation rate for the first few million years of PMS evolution, a rapid increase during the late PMS up to the ZAMS, followed by a slower decline on a timescale of a few 100 Myr on the early MS. In addition, observations indicate an initially wide dispersion of rotation rates at the start of the PMS, with a range of rotational periods extending from 1-3 days to 8-10 days. The initial dispersion increases further on the ZAMS, with periods ranging from 0.2-0.4 days to about 6-8 days, then subsequently decreases along the MS as surface rotation eventually converges to periods of the order of 10-12 days around 1 Gyr. Angular momentum evolution models aim at reproducing both the observed run of surface rotation with time and the evolution of the rotational dispersion as the stars age. Building up on previous modeling efforts, the models presented here suggest that these trends can be successfully reproduced with a small number of assumptions: i) a magnetic star disk interaction during the early PMS that prevents the young star from spinning up, thus accounting for a phase of nearly constant surface rotation as long as the star accretes from its disk; ii) angular momentum loss from magnetized stellar winds, a process that is instrumental as soon as the disk disappears but whose effects start to be felt only when the stellar contraction is nearing completion at the end of the PMS, thus still allowing PMS spin up before MS braking takes over; and iii) redistribution of angular momentum in the stellar interior, which allows part of the initial angular

momentum to be temporarily stored in the inner radiative core while the outer convective envelope is spun down on the MS. The combination of star-disk interaction, wind braking, and core-envelope decoupling thus fully dictates the surface evolution of solar-type stars. We discuss in the following sections the impact of each of these physical processes on the models.

### 5.1. Core-envelope decoupling and the shape of the gyrotracks

The balance between wind braking and internal angular momentum redistribution dictates the *shape* of the rotational tracks (hereafter called gyrotracks) which may vary between slow and fast rotators. For cases of strong core-envelope coupling, the whole star reacts to angular momentum loss at the stellar surface, which results in a long-term, steady decline of the surface velocity. On the contrary, for largely decoupled models, the radiative core retains most of the initial angular momentum and the outer convective envelope is rapidly braked owing to its reduced moment of inertia and, at later times, the angular momentum stored in the radiative core resurfaces into the envelope, thus delaying the spin-down phase. The core-envelope decoupling assumption used here yields a discontinuity of the angular velocity at the core-envelope interface, and should be considered as a simple-minded approximation of more physically-driven internal rotational profiles (e.g., Spada et al. 2010; Denissenkov et al. 2010; Brun et al. 2011; Turck-Chieze et al. 2011; Lagarde et al. 2012). However, regardless of the actual rotational profile solar-type stars develop as they evolve, the important point here is that models do allow angular momentum to be hidden in the inner region of the star, which subsequently resurfaces on evolutionary timescales. This is the key of the differences exhibited by the slow and fast rotator models presented in the previous section. Fast rotators have relatively short core-envelope coupling timescale, of the order of 12 Myr, which ensures both efficient PMS spin up in order to reach equatorial velocities up to  $\simeq 80\text{--}125$  km/s at ZAMS *and* a steady, monotonic spin down on the MS down to velocities of  $\simeq 4.2$  km/s at 1 Gyr. The slow and median rotators ( $V_{eq} \leq 10\text{--}16$  km/s) on the other hand have longer coupling timescales of the order of 28–30 Myr. This allows the envelope to be efficiently braked before the star reaches the ZAMS in spite of overall PMS spin up, thus explaining the significant number of slow rotators on the ZAMS, and simultaneously accounts for their much flatter rotational evolution on the early MS compared to fast rotators, because angular momentum hidden in the core is slowly transferred back to the convective envelope. Hence, the different *shape* of the gyrotracks computed above for slow/median rotators on the one hand and fast rotators on the other mainly arises from the differing timescale for angular momentum redistribution in the stellar interior. Indeed, given the adopted braking law, we did not find any other combination of model parameters (disk lifetime, core-envelope coupling timescale, wind braking scaling) that would reproduce the observations.

Another, yet more marginal difference between slow/median and fast rotator models is the scaling coefficient of the wind braking law ( $K_1$  in Table 2). Because we demand all models to fit the solar surface velocity at the Sun’s age, this results in a scaling constant that is slightly larger for slow/median rotators than for fast ones,

with  $K_1=1.8$  and 1.7, respectively. We speculate that the marginally higher braking efficiency for slow/median rotators compared to fast ones may be related to the changing topology of the surface magnetic field of solar-type stars as a function of rotation rate. Solar-type magnetospheres are known to be more organized on the large-scale in slowly rotating solar-type stars than in fast rotating ones (Petit et al. 2008) and hence more efficient for wind braking. However, the difference in the scaling constant of the braking law between the slow and fast rotator models amounts to a mere 5% and is entirely driven by the condition that all the models precisely fit the surface velocity of the Sun. Since mature solar-type stars appear to exhibit some spread in their rotation rate (Basri et al. 2011; Affer et al. 2012; Harrison et al. 2012), a relaxed boundary condition at the age of the Sun would possibly erase this subtle difference in the scaling of the braking law between models.

### 5.2. Wind braking and lithium depletion

Since the rotational evolution of solar-type stars on the main sequence is primarily driven by wind braking at the stellar surface, the adopted braking law is a critical parameter of angular momentum evolution models. The models presented here implement the latest results regarding the expected properties of solar-type winds as derived from numerical simulations by Matt et al. (2012a) and Cranmer & Saar (2011). The resulting braking law differs from the Kawaler (1988) prescription used in most recent modeling efforts (e.g., Bouvier 2008; Irwin & Bouvier 2009; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2011) as well as from the modified Kawaler prescription proposed by Reiners & Mohanty (2012). We therefore proceed to discuss the comparison of our new models with those previous attempts to highlight their similarities and differences. We illustrate the different braking laws in Fig. 8 where the angular momentum loss rate is plotted as a function of surface rotation rate<sup>2</sup>. The main parameters and assumptions of these braking laws are summarized in Table 4.

For rotation rates between that of the Sun and a hundred times the solar value, it is seen that the prescription we use here is intermediate between those adopted by Kawaler (1988) and Reiners & Mohanty (2012), respectively. While the latter study stresses the dependency of the braking law on stellar parameters such as mass and radius, this does not come into play here, at least on the main sequence, as we are dealing only with solar-mass stars. During the PMS, the steeper dependency of the Reiners & Mohanty (2012) wind loss law on stellar radius will yield even stronger braking than illustrated in Fig. 8 where the braking rate in our models is shown to be weaker than that assumed in the Reiners & Mohanty (2012) models, especially at low velocities where the angular momentum loss rate of today’s Sun appears to be overestimated by a factor of about 6. The larger angular momentum loss rate at slow rotation required by the Reiners & Mohanty (2012) models compared to ours most likely stems from the fact that they do not allow for core-envelope decoupling but only con-

<sup>2</sup> To allow for a meaningful comparison, the stellar parameters are kept constant, i.e.,  $R_* = 1 R_\odot$ ,  $M_* = 1 M_\odot$ ,  $L_* = 1 L_\odot$  in the three braking laws shown in Fig. 8 (unlike in the lower panel of the Fig. 2). Hence, the comparison is strictly valid only on the main sequence.

**Table 4.** Comparison of the wind braking prescriptions.

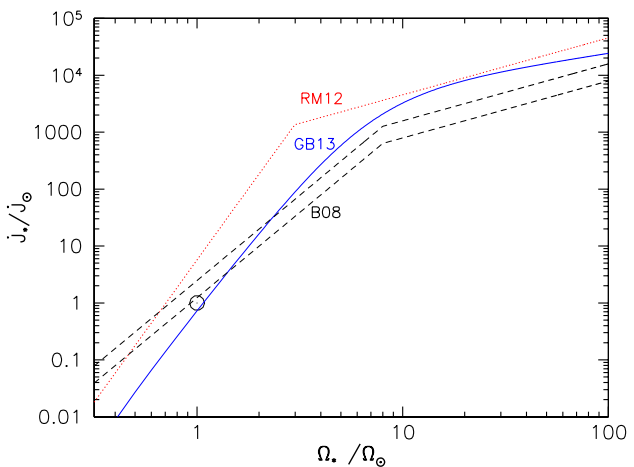
Models	<i>This study</i>	<i>Reiners &amp; Mohanty 2012</i>	<i>Bouvier 2008</i>
Braking law	<i>Matt et al. 2012</i>	<i>Reiners &amp; Mohanty 2012</i>	<i>Kawaler 1988</i>
Solar calibration ( $\dot{J}(\Omega = \Omega_\odot)$ )	$4.6 \times 10^{30}$	$4.1 \times 10^{31}$	$8.9 \times 10^{30a}$
			$1.8 \times 10^{31b}$
$\dot{M}$ ( $M_\odot/\text{yr}$ )	$\simeq 1.8 \times 10^{-14} \times \Omega_*^{1.58} / \Omega_\odot^b$	$1 \times 10^{-10}$	No mass loss
$\Omega_{sat,B}$	$\simeq 15 \Omega_\odot$	$3 \Omega_\odot$	$8 \Omega_\odot$
$\Omega_{sat,\dot{M}}$	$\simeq 15 \Omega_\odot$	No sat.	N/A
Asymptotic $\dot{J}^b$	$\propto \Omega_*^{4.17}$	$\propto \Omega_*^5$	$\propto \Omega_*^3$
Asymptotic $\dot{J}^a$	$\propto \Omega_*^{0.56}$	$\propto \Omega_*$	$\propto \Omega_*$

*a*: fast rotators; *b*: slow rotators

sider solid-body rotation. For fast rotators in the saturated regime ( $\Omega/\Omega_\odot \geq 10$ ), the two braking laws predict relatively similar angular momentum loss rates within a factor of  $\sim 2$ .

The scaling of Kawaler’s prescription in the Bouvier (2008) models predicts an angular momentum loss rate for the Sun ( $\dot{J}(\Omega_\odot)/\dot{J}_\odot \simeq 1.2$ ) that is about twice as large as the solar angular momentum loss rate predicted by the models presented here ( $\dot{J}(\Omega_\odot)/\dot{J}_\odot \simeq 0.7$ ). However, the braking rate in the present models increases more steeply than Kawaler’s in the unsaturated regime (cf. Table 4) and the braking efficiency thus becomes larger than Kawaler’s as soon as the angular velocity exceeds the solar value. As a result, shorter disk lifetimes are required for fast rotator models (2.5 Myr here compared to 5 Myr in the Bouvier (2008) models), in order to account for large velocities at the ZAMS. The shorter duration of the star-disk interaction in fast rotators is additionally supported by the newly available h Per dataset at 13 Myr (Moraux et al. in press, see Fig. 3 in this paper).

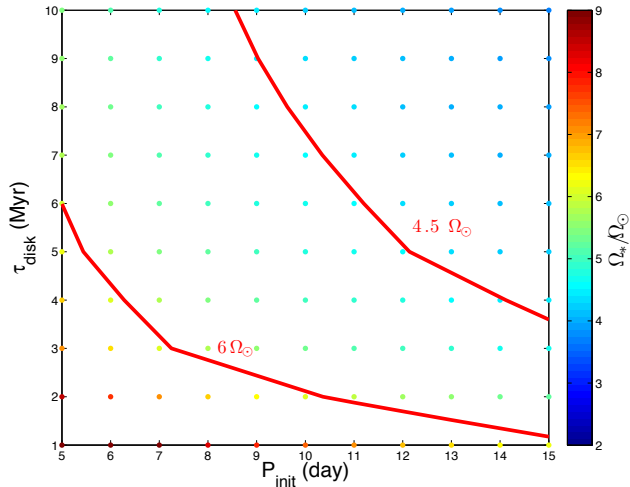
In addition, as the current models and those presented in Bouvier (2008) have similar core-envelope coupling timescales for fast rotators (10 and 12 Myr, respectively), the more efficient braking of the outer envelope also results in enhanced differential rotation at the core-envelope boundary in the present models. While the Bouvier (2008) models predicted a significantly larger amount of differential rotation in slow rotators than in fast ones, the new models presented here suggest that the magnitude of core-envelope decoupling is similar in both slow and fast rotators. However, as shown in Fig. 5, differential rotation culminates at the ZAMS ( $\simeq 40$  Myr) for slow rotators while strong core-envelope decoupling occurs much later, at about 200 Myr, for fast rotators. Hence, even though all the models presented here do exhibit a similar level of differential rotation at some point in their evolution, their detailed rotational history may still have an impact on lithium depletion in the long term, as discussed in Bouvier (2008). It is important to emphasize, as shown by the comparison of the models presented here with previous studies, that the amount of internal differential rotation predicted by these models is quite sensitive to the adopted braking law. Robust inferences regarding the history of lithium depletion in solar-type stars would benefit from a more physical modeling of the processes involved (e.g., Charbonnel & Talon 2005; Baraffe & Chabrier 2010; Do Nascimento et al. 2010; Eggenberger et al. 2010, 2012).



**Fig. 8.** Comparison of the angular momentum loss rate predicted by the wind braking prescriptions used in this study (solid line), in Reiners & Mohanty (2012) (dotted line), and in Bouvier (2008) (dashed lines). The angular momentum loss rate is scaled to the angular momentum loss rate of the present Sun, taken to be  $\dot{J}_\odot = 7.169 \times 10^{30} \text{ g.cm}^2.\text{s}^{-2}$ . The scaling of the braking law is  $K_1 = 1.8$  for the prescription used in this study. The Kawaler’s scaling constant was  $K_w = 7.5 \times 10^{47}$  for slow rotators and  $K_w = 3.75 \times 10^{47}$  for fast rotators. Other parameters of the braking laws are summarized in Table 4.

### 5.3. Disk lifetimes and the evolution of rotational distributions

The models presented here do not attempt to reproduce the evolution of the overall rotational distributions (cf. Spada et al. 2011) but merely illustrate gyrotracks for slow, median, and fast rotators. Since rotation at ZAMS is determined by a set of three *a priori* independent parameters, the initial period  $P_{init}$ , the disk lifetime  $\tau_{disk}$ , and to a lesser extent the coupling time-scale  $\tau_{c-e}$  (cf. Figs. 3 and 4), some degeneracy may occur between the gyrotracks. For instance, the same rotation rate can be achieved at the ZAMS by a model assuming a long initial period and a short disk lifetime and by a different model starting from a shorter initial period but assuming a longer disk lifetime. Thus, to some extent, fast rotation at ZAMS can either be reached by an initially fast rotating protostar that interact with its disk for a few Myr (the fast gyrotrack above) or by an initially slowly rotating protostar that promptly decouples from its disk. To assess whether the three gyrotracks



**Fig. 9.** Angular velocity at the ZAMS ( $\sim 40$  Myr) for a solar-mass star as a function of the initial period and disk lifetime in the case of the slow rotator model (cf. Table 2). The angular velocity is scaled to the angular velocity of the present Sun, the initial period is expressed in days, and the disk lifetime in Myr.

computed above do reflect the evolution of the whole period distributions, we have to call for additional constraints. One of these is the distribution of disk lifetimes for young solar-type stars. Infrared excess and disk accretion measurements indicate that nearly all stars are born with a disk, that the disk fraction decreases to about 50% by an age of 3 Myr, and only a small proportion of stars are still surrounded by a disk at an age of 10 Myr (e.g., Hernández et al. 2008; Wyatt 2008; Williams & Cieza 2011).

Combining the distribution of disk lifetimes with the distribution of initial rotational periods, we can therefore attempt to identify the PMS progenitors of slow, median, and fast rotators on the ZAMS in the framework of our models. Figure 9 shows the velocity a solar-mass star will have on the ZAMS as a function of its initial period and disk lifetime, assuming the model parameters for slow rotators (cf. Table 2). The median velocity of solar-type stars in ZAMS clusters is  $6 \Omega_{\odot}$  and that of slow rotators is  $4.5 \Omega_{\odot}$  (cf. Table 1). These values of ZAMS velocities are illustrated in Fig. 9 for initial periods ranging from 5 to 15 days and disk lifetimes between 1 and 10 Myr. The earliest stellar clusters (e.g., ONC) indicate an initial median period of 7 days, i.e., half of the stars at  $\sim 1$  Myr have periods of 7 days or longer. It is seen from Fig. 9 that these stars will reach the median velocity of  $6 \Omega_{\odot}$  at ZAMS for a disk lifetime of  $\sim 3$  Myr or less, which is indeed the median of the disk lifetime distribution. Hence, it is fully consistent to assume that the vast majority of the 50% of the stars that rotate most slowly at ZAMS are the evolutionary offspring of the protostars that rotate most slowly and which dissipated their disk in  $\leq 3$  Myr. Similarly, the slowest 25% of the stars in PMS clusters have a period of 10 days or more. It is seen from Fig. 9 that these stars have to retain their disk for  $\leq 7$  Myr in order to reproduce the 25% of the slowest rotators at the ZAMS ( $\Omega \leq 4.5 \Omega_{\odot}$ ). Starting with shorter initial periods, i.e., initially rotators that spin more quickly, would require significantly longer disk lifetimes to reach the same ZAMS velocities, which would then conflict with current statistical estimates of disk lifetimes. Hence,

even though there may be some degeneracy between initial periods and disk lifetimes in the modeling of the evolution of rotational distributions, our analysis suggests that most stars do follow gyrotracks qualitatively similar to those described by the slow, median, and fast rotator models presented here.

Furthermore, as initially fast rotators have to dissipate their disks earlier in order to reach high ZAMS values (cf. Fig 3), a trend seems to emerge for a correlation between the initial stellar velocity and PMS disk lifetime: in order to project the PMS rotational distributions onto the ZAMS in qualitative agreement with the observations, one has to assume that initially slow rotators have statistically longer-lasting disks than fast ones. A possible interpretation of this relationship is that slower rotators have more massive protostellar disks which thus dissipate on longer timescales during the PMS. In turn, this opens the intriguing possibility that the initial rotation rates result at least in part from star-disk interaction during the protostellar stage, with more massive disks being more efficient at spinning down protostars in the embedded phase (e.g., Ferreira et al. 2000). The observed initial dispersion of rotation rate at  $< 1$  Myr would thus reflect the mass distribution of protostellar disks. Additional measurements of rotational periods and disk masses for low-mass embedded protostars would be needed to test this conjecture.

## 6. Conclusions

The rotational evolution of solar-type stars from birth to the age of the Sun can be reasonably accounted for by the class of semi-empirical models presented here. In these models, the physical processes at play are addressed using simplified assumptions that either rely on observational evidence (e.g., rotational regulation during PMS star-disk interaction) or are based on recent numerical simulations (e.g., wind braking). Thus, fundamental processes such as the generation of surface magnetic fields, stellar mass loss, and angular momentum redistribution, can all be scaled back to the surface angular velocity, which allows us to compute rotational evolution tracks with a minimum number of free parameters (the disk lifetime, the core-envelope coupling timescale, the scaling of the braking law). Pending more physical models still to be developed, these simplified models appear to grasp the main trends of the rotational behavior of solar-type stars between 1 Myr and 4.5 Gyr, including PMS to ZAMS spin up, prompt ZAMS spin down, and the mid-MS convergence of surface rotation rates. The models additionally predict the amount of differential rotation to be expected in stellar interiors. We caution that these predictions are mostly qualitative, as the two-zone model employed here is a crude approximation of actual internal rotational profiles. Also, we show that the evolution of internal rotation as the star ages is quite sensitive to the adopted braking law. In spite of these limitations, one of the major implications of these models is the need to store angular momentum in the stellar core for up to an age of about 1 Gyr. The build-up of a wide dispersion of rotational velocities at ZAMS and its subsequent evolution on the early MS partly reflect this process. Finally, while we have focussed here on the modeling of solar-mass stars, we will show in a forthcoming paper that similar models apply to the rotational evolution of lower mass stars.

**Acknowledgements.** This study was supported by the grant ANR 2011 Blanc SIM5-6 020 01 “Toupiés: Towards understanding the spin evolution of stars” ([http://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupiés/](http://ipag.osug.fr/Anr_Toupiés/)). We thank our partners in the ANR project, especially S. Matt for enlightening discussions on stellar wind models, and A. Palacios, C. Charbonnel, S. Brun, P. Petit, C. Zanni, and J. Ferreira for numerous discussions and comments on an early version of this work. We thank the anonymous referee for helpful comment. We acknowledge financial support from CNRS-INSU’s Programme National de Physique Stellaire.

## References

- Aarnio, A., Llama, J., Jardine, M., & Gregory, S. G. 2012, *MNRAS*, 421, 1797
- Affer, L., Micela, G., Favata, F., & Flaccomio, E. 2012, *MNRAS*, 424, 11
- Affer, L., Micela, G., Favata, F., Flaccomio, E., & Bouvier, J. 2013, ArXiv e-prints
- Agüeros, M. A., Covey, K. R., Lemonias, J. J., et al. 2011, *ApJ*, 740, 110
- Allain, S. 1998, *A&A*, 333, 629
- Baraffe, I. & Chabrier, G. 2010, *A&A*, 521, A44
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Barrado y Navascués, D., Deliyannis, C. P., & Stauffer, J. R. 2001, *ApJ*, 549, 452
- Basri, G., Walkowicz, L. M., Batalha, N., et al. 2011, *AJ*, 141, 20
- Baxter, E. J., Covey, K. R., Muench, A. A., et al. 2009, *AJ*, 138, 963
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, *A&A*, 544, A124
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, *A&A*, 326, 1023
- Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2011, *ApJ*, 742, 79
- Cauley, P. W., Johns-Krull, C. M., Hamilton, C. M., & Lockhart, K. 2012, *ApJ*, 756, 68
- Charbonnel, C., Decressin, T., Amard, L., Palacios, A., & Talon, S. 2013, ArXiv e-prints
- Charbonnel, C. & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189
- Collier Cameron, A. & Campbell, C. G. 1993, *A&A*, 274, 309
- Collier Cameron, A., Campbell, C. G., & Quaintrell, H. 1995, *A&A*, 298, 133
- Crammer, S. R. & Saar, S. H. 2011, *ApJ*, 741, 54
- Currie, T., Hernandez, J., Irwin, J., et al. 2010, *ApJS*, 186, 191
- Dahm, S. E. & Hillenbrand, L. A. 2007, *AJ*, 133, 2072
- D’Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS*, 90, 467
- Deheuvels, S., García, R. A., Chaplin, W. J., et al. 2012, *ApJ*, 756, 19
- 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
- Do Nascimento, J. D., da Costa, J. S., & de Medeiros, J. R. 2010, *A&A*, 519, A101
- 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., Maeder, A., & Meynet, G. 2010, *A&A*, 519, L2
- Epstein, C. R. & Pinsonneault, M. H. 2012, ArXiv e-prints
- Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, *MNRAS*, 312, 387
- Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., et al. 1999, *A&A*, 345, 521
- Friel, E. D. & Boesgaard, A. M. 1992, *ApJ*, 387, 170
- Harrison, T. E., Coughlin, J. L., Ule, N. M., & López-Morales, M. 2012, *AJ*, 143, 4
- 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. 2008, *ApJ*, 675, 1233
- Hartman, J. D., Gaudi, B. S., Pinsonneault, M. H., et al. 2009, *ApJ*, 691, 342
- Henderson, C. B. & Stassun, K. G. 2012, *ApJ*, 747, 51
- Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Meisenheimer, K., & Wackermann, R. 2002, *A&A*, 396, 513
- Hernández, J., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2008, *ApJ*, 686, 1195
- Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Irwin, J., Aigrain, S., Bouvier, J., et al. 2009, *MNRAS*, 392, 1456
- Irwin, J., Berta, Z. K., Burke, C. J., et al. 2011, *ApJ*, 727, 56
- 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. 2007, *MNRAS*, 377, 741
- Janes, K., Barnes, S. A., Meibom, S., & Hoq, S. 2013, *AJ*, 145, 7
- Jianke, L. & Collier Cameron, A. 1993, *MNRAS*, 261, 766
- Kalirai, J. S., Fahlman, G. G., Richer, H. B., & Ventura, P. 2003, *AJ*, 126, 1402
- Kalirai, J. S., Richer, H. B., Reitzel, D., et al. 2005, *ApJ*, 618, L123
- Kang, Y. B., Kim, S.-L., Rey, S.-C., et al. 2007, *PASP*, 119, 239
- Kawaler, S. D. 1988, *ApJ*, 333, 236
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., Schilbach, E., & Scholz, R.-D. 2005, *A&A*, 438, 1163
- Kraft, R. P. 1967, *ApJ*, 150, 551
- Krishnamurthi, 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
- Littlefair, S. P., Naylor, T., Mayne, N. J., Saunders, E. S., & Jeffries, R. D. 2010, *MNRAS*, 403, 545
- MacGregor, K. B. & Brenner, M. 1991, *ApJ*, 376, 204
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2007, in IAU Symposium, Vol. 243, IAU Symposium, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, 299–306
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2008a, *ApJ*, 678, 1109
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2008b, *ApJ*, 681, 391
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012a, *ApJ*, 754, L26
- Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012b, *ApJ*, 745, 101
- Mayne, N. J. & Naylor, T. 2008, *MNRAS*, 386, 261
- Mayne, N. J., Naylor, T., Littlefair, S. P., Saunders, E. S., & Jeffries, R. D. 2007, *MNRAS*, 375, 1220
- Meibom, S., Barnes, S. A., Latham, D. W., et al. 2011, *ApJ*, 733, L9
- Meibom, S., Mathieu, R. D., & Stassun, K. G. 2009, *ApJ*, 695, 679
- Moitinho, A., Alves, J., Huéramo, N., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 563, L73
- Moraux, E., Artemenko, S., & Bouvier, J. in press
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2001, *A&A*, 370, 541
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2002a, *A&A*, 386, 615
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2002b, *A&A*, 386, 606
- Naylor, T. & Jeffries, R. D. 2006, *MNRAS*, 373, 1251
- O’Dell, C. R. & Yusef-Zadeh, F. 2000, *AJ*, 120, 382
- Pace, G., Pasquini, L., & François, P. 2008, *A&A*, 489, 403
- Paunzen, E., Heiter, U., Netopil, M., & Soubiran, C. 2010, *A&A*, 517, A32
- Perryman, M. A. C., Brown, A. G. A., Lebreton, Y., et al. 1998, *A&A*, 331, 81
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, *ApJ*, 737, 72
- Prisinzano, L., Damiani, F., Micela, G., & Pillitteri, I. 2007, *A&A*, 462, 123
- Prisinzano, L., Damiani, F., Micela, G., & Sciortino, S. 2005, *A&A*, 430, 941
- Prisinzano, L., Micela, G., Sciortino, S., Affer, L., & Damiani, F. 2012, *A&A*, 546, A9
- Rebull, L. M., Wolff, S. C., & Strom, S. E. 2004, *AJ*, 127, 1029
- Reiners, A., Basri, G., & Browning, M. 2009, *ApJ*, 692, 538
- Reiners, A. & Mohanty, S. 2012, *ApJ*, 746, 43
- Saar, S. H. 1996, in IAU Symposium, Vol. 176, *Stellar Surface Structure*, ed. K. G. Strassmeier & J. L. Linsky, 237–
- Schatzman, E. 1962, *Annales d’Astrophysique*, 25, 18
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Soderblom, D. R., King, J. R., Hanson, R. B., et al. 1998, *ApJ*, 504, 192
- Soderblom, D. R., Nelan, E., Benedict, G. F., et al. 2005, *AJ*, 129, 1616
- 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
- Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., Fazio, G. G., et al. 2007, *ApJS*, 172, 663

Stauffer, J. R., Schultz, G., & Kirkpatrick, J. D. 1998, *ApJ*, 499, L199  
 Sung, H., Stauffer, J. R., & Bessell, M. S. 2009, *AJ*, 138, 1116  
 Tadross, A. L. 2003, *New A*, 8, 737  
 Taylor, B. J. 2006, *AJ*, 132, 2453  
 Teixeira, P. S., Lada, C. J., Marengo, M., & Lada, E. A. 2012, *A&A*, 540, A83  
 Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, *ARA&A*, 41, 599  
 Turck-Chieze, S., Couvidat, S., Eff-Darwich, A., et al. 2011, ArXiv e-prints  
 van Leeuwen, F. 2009, *A&A*, 497, 209  
 Vidotto, A. A., Jardine, M., Opher, M., Donati, J. F., & Gombosi, T. I. 2011, *MNRAS*, 412, 351  
 von Hippel, T., Steinhauer, A., Sarajedini, A., & Deliyannis, C. P. 2002, *AJ*, 124, 1555  
 Weber, E. J. & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217  
 Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, *ARA&A*, 49, 67  
 Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, *ApJ*, 574, 412  
 Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, *ApJ*, 628, L143  
 Wu, Z.-Y., Zhou, X., Ma, J., & Du, C.-H. 2009, *MNRAS*, 399, 2146  
 Wyatt, M. C. 2008, *ARA&A*, 46, 339  
 Yi, S., Demarque, P., Kim, Y.-C., et al. 2001, *ApJS*, 136, 417  
 Zanni, C. & Ferreira, J. 2011, *ApJ*, 727, L22+  
 Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99

## Appendix A: Cluster parameters

In this section we detail the parameters of the open clusters and star forming regions whose rotational distributions we used to constrain our model simulations. Table A.1 summarizes their properties.

### A.1. ONC

The Orion Nebula Cluster is a very young cluster, with an age of 0.8-2 Myr (Herbst et al. 2002; Hillenbrand 1997) and located at a distance of about 450 pc (Herbst et al. 2002; Hillenbrand 1997). The rotational data used in this study come from Herbst et al. (2002) and the mass estimates are from Hillenbrand (1997) who derived them using the D’Antona & Mazzitelli (1994) isochrone models. The metallicity of the ONC is  $[Fe/H] = -0.01 \pm 0.04$  (O’Dell & Yusef-Zadeh 2000).

### A.2. NGC 6530

The age of NGC 6530 lies between 1 and 2.3 Myr (Prisinzano et al. 2005; Mayne et al. 2007; Henderson & Stassun 2012) and its distance is about 1250 pc (Prisinzano et al. 2005, 2012). The rotational data used here come from Henderson & Stassun (2012). Stellar masses were estimated by Prisinzano et al. (2005, 2007, 2012) by interpolating the theoretical tracks and isochrones of Siess et al. (2000) to the stars location in the V vs. V-I color-magnitude diagram. Prisinzano et al. (2005) assumed a solar metallicity and used the Siess et al. (2000) models with  $Z = 0.02$ ,  $Y = 0.277$ ,  $X = 0.703$ . In Prisinzano et al. (2012) a metallicity range of  $-0.3 < [Fe/H] < 0.3$  is considered.

### A.3. NGC 2264

The NGC 2264 cluster is 2-3 Myr old (Sung et al. 2009; Teixeira et al. 2012; Affer et al. 2013) located at a distance between 750 and 950 pc (Flaccomio et al. 1999; Mayne & Naylor 2008; Baxter et al. 2009; Cauley et al. 2012; Affer

et al. 2013). The rotational data used here, as well as mass estimates, come from Affer et al. (2013) who used the V vs. V-I CMD together with the Siess et al. (2000) isochrones to derive stellar masses. NGC2264 has a metallicity estimated to range from solar to slightly metal-poor (Tadross 2003; Cauley et al. 2012).

### A.4. NGC 2362

The age of NGC 2362 is about  $3 - 5_{-2}^{+1}$  Myr (Moitinho et al. 2001; Mayne et al. 2007; Irwin et al. 2008a) and the cluster is located at a distance of about 1500 pc (Moitinho et al. 2001; Dahm & Hillenbrand 2007; Irwin et al. 2008a). The rotational data used here come from Irwin et al. (2008a) as well as the masses estimates. They used the I magnitude together with the Baraffe et al. (1998) 5 Myr isochrones to derive stellar masses. Dahm & Hillenbrand (2007) assumed a solar-metallicity for this cluster.

### A.5. h PER

The h PER (NGC869) cluster is  $14 \pm 1$  Myr old (Currie et al. 2010) located at a distance of about 2.1 kpc (Kharchenko et al. 2005; Currie et al. 2010). The rotational data and mass estimates used in this study come from Moraux et al. (in press). They used the I magnitude together with the Siess et al. (2000) 13.8 Myr isochrone with an extinction  $A_I = 1$  mag (Currie et al. 2010) to derive stellar masses. Currie et al. (2010) reported a metallicity  $Z = 0.019$ .

### A.6. NGC 2547

The age of NGC 2547 is about  $38.5_{-6.5}^{+3.5}$  Myr (Naylor & Jeffries 2006; Irwin et al. 2008b) and it lies at a distance of  $361_{-8}^{+19} - 457$  pc (Kharchenko et al. 2005; Naylor & Jeffries 2006). The rotational periods and stellar masses used here come from Irwin et al. (2008b), who used the I magnitude together with the Baraffe et al. (1998) 40 Myr isochrones to determine the masses. The reddening corresponds to  $A_V = 0.186$  (Naylor & Jeffries 2006). Paunzen et al. (2010) report sub-solar metallicity  $-0.21 < [Fe/H] < -0.12$ .

### A.7. Pleiades

The Pleiades is a 120-125 Myr old cluster (Stauffer et al. 1998) situated at 133 pc (Soderblom et al. 2005). The rotational data used in this study come from Hartman et al. (2010) as do the mass estimates. They used the  $M_K$  magnitude together with the Yonsei-Yale (Y2) isochrones (Yi et al. 2001) with an extinction  $A_K = 0.01$  mag (Stauffer et al. 2007) to determine the masses. By using the Siess et al. (2000) 125 Myr isochrones models we recalculated the mass of the stars and we found that the ones derived with the Siess et al. (2000) models are higher by 5% at most. Soderblom et al. (1998) report a metallicity of  $[Fe/H] = 0.03 \pm 0.05$ .

### A.8. M 50

The age of M50 (NGC 2323) is about 130 Myr (Kalirai et al. 2003; Irwin et al. 2009) and its distance  $1000_{-75}^{+81}$  pc (Kalirai et al. 2003). The rotational data and mass estimates used here come from Irwin et al. (2009) who used



**Table A.1.** Cluster parameters.

Cluster	Age (Myr)	Ref.	Metallicity ([Fe/H])	Ref.	Distance (pc)	Ref.
ONC	0.8, 2	1,2	$-0.01 \pm 0.04$	3	450, $470 \pm 70$	1,2
NGC 6530	1-2.3	4,5,6,7	$[-0.3, 0.3]$	5,7	1250	5,7
NGC 2264	2-3	8,9,10	$-0.09 \pm 0.3, -0.16$	11	750-950	12,13
NGC 2362	$3, 5^{+1}_{-2}$	14,15	(solar?)	16	1500	15,16
h PER	$14 \pm 1$	17	( $Z = 0.019$ )	17	$2079 - 2290^{+87}_{-82}$	17,18
NGC 2547	$38.5^{+3.5}_{-6.5}$	19,20	$[-0.21, -0.12]$	21	361-457	18
Pleiades	120-125	22	$0.03 \pm 0.05$	23	133	24
M 50	130	25	(solar?)	25,26	$1000^{+81}_{-75}$	25
M 35	150-180	25,27	$-0.21 \pm 0.1$	28	$912^{+70}_{-55}$	25
M 37	$550 \pm 30$	29	$0.045 \pm 0.044$	29	$1383 - 1490 \pm 120$	29,30
Praesepe	$578 \pm 12$	31	$[0.038 \pm 0.039, 0.27 \pm 0.10]$	32,33	$182 \pm 6 - 187$	34,35
Hyades	$628 \pm 14$	31	$0.14 \pm 0.05$	36	$46.45 \pm 0.5$	35
NGC 6811	$1000 \pm 170$	37	-0.19	37	$1106^{+95}_{-88} - 1240$	34,37

**References.** (1) Herbst et al. (2002); (2) Hillenbrand (1997); (3) O’Dell & Yusef-Zadeh (2000); (4) Henderson & Stassun (2012); (5) Prisinzano et al. (2005); (6) Prisinzano et al. (2007); (7) Prisinzano et al. (2012); (8) (Sung et al. 2009); (9) Teixeira et al. (2012); (10) Affer et al. (2013); (11) Tadross (2003); (12) Flaccomio et al. (1999); (13) Mayne & Naylor (2008); (14) Mayne et al. (2007); (15) Irwin et al. (2008a); (16) Dahm & Hillenbrand (2007); (17) Currie et al. (2010); (18) Kharchenko et al. (2005); (19) Irwin et al. (2008b); (20) Naylor & Jeffries (2006); (21) Paunzen et al. (2010); (22) Stauffer et al. (1998); (23) Soderblom et al. (1998); (24) Soderblom et al. (2005); (25) Kalirai et al. (2003); (26) Irwin et al. (2009); (27) von Hippel et al. (2002); (28) Barrado y Navascués et al. (2001); (29) Hartman et al. (2008); (30) Wu et al. (2009); (31) Delorme et al. (2011); (32) Friel & Boesgaard (1992); (33) Pace et al. (2008); (34) Kharchenko et al. (2005); (35) van Leeuwen (2009); (36) Perryman et al. (1998); (37) Janes et al. (2013).

the I magnitude together with the Baraffe et al. (1998) 130 Myr isochrones to determine the masses. The reddening of the cluster is  $E(B - V) = 0.22$  mag corresponding to  $A_V = 0.68$  (Kalirai et al. 2003). The metallicity of M50 is believed to be solar (Kalirai et al. 2003; Irwin et al. 2009).

#### A.9. M 35

The age estimate for M35 (NGC 2168) ranges from 150 Myr (von Hippel et al. 2002; Meibom et al. 2009) to 180 Myr (Kalirai et al. 2003) and its distance is  $912^{+70}_{-65}$  pc (Kalirai et al. 2003). The rotational data used here come from Meibom et al. (2009). We used the Siess et al. (2000) 130 Myr isochrones together with the  $(B - V)_0$  measurements from Meibom et al. (2009) to estimate the stellar masses. The reddening of the cluster is  $E(B - V) = 0.20$  mag, corresponding to  $A_V = 0.62$  (Kalirai et al. 2003). The metallicity of M35 is  $[Fe/H] = -0.21 \pm 0.10$  ( $Z = 0.012$ ) (Barrado y Navascués et al. 2001; Kalirai et al. 2003).

#### A.10. M 37

The age of M37 (NGC 2099) is about  $550 \pm 30$  Myr (Hartman et al. 2008) and its distance  $1383 - 1490 \pm 120$  pc (Hartman et al. 2008; Wu et al. 2009). The rotational data used here come from Hartman et al. (2009). We used the Siess et al. (2000) 550 Myr isochrones together with the I magnitude measurements from Hartman et al. (2009) to estimate the mass of the stars. The reddening of the cluster is  $E(B - V) = 0.227 \pm 0.038$  mag, corresponding to  $A_V = 0.70$  (assuming  $R_V = 3.1$ , Hartman et al. 2008) and  $A_I = 0.852$ . The metallicity of M37 has been estimated to be  $[Fe/H] = 0.045 \pm 0.044$  and  $0.09$  (Hartman et al. 2008; Wu et al. 2009) and  $Z = 0.011 \pm 0.001 - 0.019$  (Kalirai et al. 2005; Kang et al. 2007).

#### A.11. Praesepe

Praesepe (M44, NGC2632) is a  $578 \pm 12$  Myr old cluster (Delorme et al. 2011) located at a distance of  $182 \pm 6 - 187$  pc (Kharchenko et al. 2005; van Leeuwen 2009). The rotational data used here come from Delorme et al. (2011). We used the Siess et al. (2000) 578 Myr isochrones together with the  $(J - K)$  measurements from Delorme et al. (2011) to estimate the mass of the stars. The reddening of the cluster is  $E(B - V) = 0.027 \pm 0.004$  mag, corresponding to  $A_V = 0.083$  (Taylor 2006) and  $E(J - K) = 0.012$ . Metallicity estimates range from  $[Fe/H] = 0.038 \pm 0.039$  to  $0.27 \pm 0.10$  (Friel & Boesgaard 1992; Pace et al. 2008).

#### A.12. Hyades

The Hyades (Melotte 25) is a  $628 \pm 14$  Myr old cluster (Delorme et al. 2011) located at a distance of  $46.45 \pm 0.5$  pc (van Leeuwen 2009). The rotational data used here come from Delorme et al. (2011). We used the Siess et al. (2000) 625 Myr isochrones together with the  $(J - K)$  measurements from Delorme et al. (2011) to estimate the mass of the stars. The reddening of the cluster is negligible,  $E(B - V) \leq 0.0014$  mag (Taylor 2006). The metallicity of the Hyades is  $[Fe/H] = 0.14 \pm 0.05$  (Perryman et al. 1998).

#### A.13. NGC 6811

The cluster NGC6811 is  $1000 \pm 170$  Myr old (Kharchenko et al. 2005; Meibom et al. 2011; Janes et al. 2013) located at a distance of  $1106^{+95}_{-88} - 1240$  pc (Kharchenko et al. 2005; Janes et al. 2013). The rotational data used here come from Meibom et al. (2011). We used the Siess et al. (2000) 1 Gyr isochrones together with the 2MASS J, H, and K measurements from the Kepler archives ([http://archive.stsci.edu/kepler/kepler\\_fov/search.php](http://archive.stsci.edu/kepler/kepler_fov/search.php)) to estimate

the mean mass of the stars adopting a distance of 1240 pc. The reddening of the cluster is  $E(B - V) = 0.074 \pm 0.024$  mag, corresponding to  $A_V = 0.23$  (Janes et al. 2013). The metallicity of NGC6811 is  $[Fe/H] = -0.19$  and  $Z = 0.012 \pm 0.004$  (Janes et al. 2013).

#### 3.1.2 Résultats

Les paramètres libres du modèle sont la période de rotation initiale à 1 Myr  $P_{init}$ , le temps de couplage coeur/enveloppe  $\tau_{c-e}$ , la durée de vie du disque  $\tau_{disque}$ , et le facteur de normalisation de la loi de freinage  $K_1$ . La valeur de ces paramètres doit être estimée en comparant les trajets rotationnels de nos modèles avec l'évolution de la vitesse de rotation observée pour les étoiles de type solaire. Les modèles de rotateurs lents, médians et rapides sont illustrés dans la figure 3.1 et leurs paramétrisations respectives sont listées dans la Table 3.1. Comme décrit plus haut, la période de rotation initiale de chaque modèle est dictée par les distributions de périodes de rotation des plus jeunes amas, alors que la durée de vie du disque est ajustée pour reproduire l'accélération PMS jusqu'à l'amas h Per à 13 Myr. Dans cette étude nous n'avons pas intégré de méthode automatique pour estimer le  $\chi^2$  mais avons simplement essayé de reproduire, à l'oeil, les trajets rotationnels des centiles de chaque distributions en fonction du temps.

Pour le modèle de rotateur rapide ( $P_{init} = 1.4$  jours), une durée de vie de disque de 2.5 Myr est sélectionnée, résultant en une forte accélération sur la PMS. Cette accélération précoce est requise pour reproduire l'augmentation rapide de la vitesse de rotation entre les plus jeunes amas, âgés de quelque Myr ( $\Omega_* \simeq 10 - 20 \Omega_\odot$ ), et l'amas h Per à 13 Myr ( $\Omega_* \simeq 60 \Omega_\odot$ ). Le choix de  $P_{init} = 1.4$  jours pour ce modèle est dicté par la présence de rotateurs rapides dans les deux plus jeunes amas (ONC et NGC 6530). Néanmoins, on peut voir à partir de la figure 3.1 et de la Table 3.3 que des amas légèrement plus vieux (NGC 2264 et NGC 2362) n'arborent pas de tels rotateurs. Ceci est soit dû à du bruit ou à des biais statistique liés au fait que la complétude des distributions de périodes de rotation de ces amas n'est pas complète, soit que cela reflète des différences de conditions initiales d'un amas à un autre, éventuellement reliées à des effets environnementaux (e.g. impact de la formation planétaire cf. Littlefair et al. 2010; Bolmont et al. 2012) actuellement mal contraints d'un point théorique. Le temps de couplage coeur/enveloppe du modèle de rotateur rapide est de 12 Myr, ce qui est comparable aux 10 Myr adoptées par Bouvier (2008) mais clairement plus long que la valeur de 1 Myr utilisée par Denissenkov et al. (2010). La raison d'une telle différence possède deux origines. Premièrement, l'utilisation de lois de freinages distinctes mène à des valeurs de temps de couplage différent, reproduisant les mêmes ensembles de distribution de périodes de rotation. Deuxièmement, l'utilisation dans nos travaux de l'amas h Per à 13 Myr, récemment observé par Moraux et al. (2013), produit de nouvelles contraintes sur l'accélération pre-ZAMS non prises en compte dans les précédentes études.

La figure 3.2 montre clairement qu'un temps de couplage aussi court que 1 Myr ne peut reproduire l'évolution observée des rotateurs rapides autours de la ZAMS. Pourtant, le temps de couplage de 12 Myr que nous avons déduit est assez court pour permettre au coeur et à l'enveloppe d'échanger une grande quantité de moment cinétique. De ce fait, l'étoile toute entière est accélérée et l'enveloppe atteint les vitesses de rotation élevées observées à la ZAMS ( $\Omega_* \simeq 50 - 60 \Omega_\odot$ ).

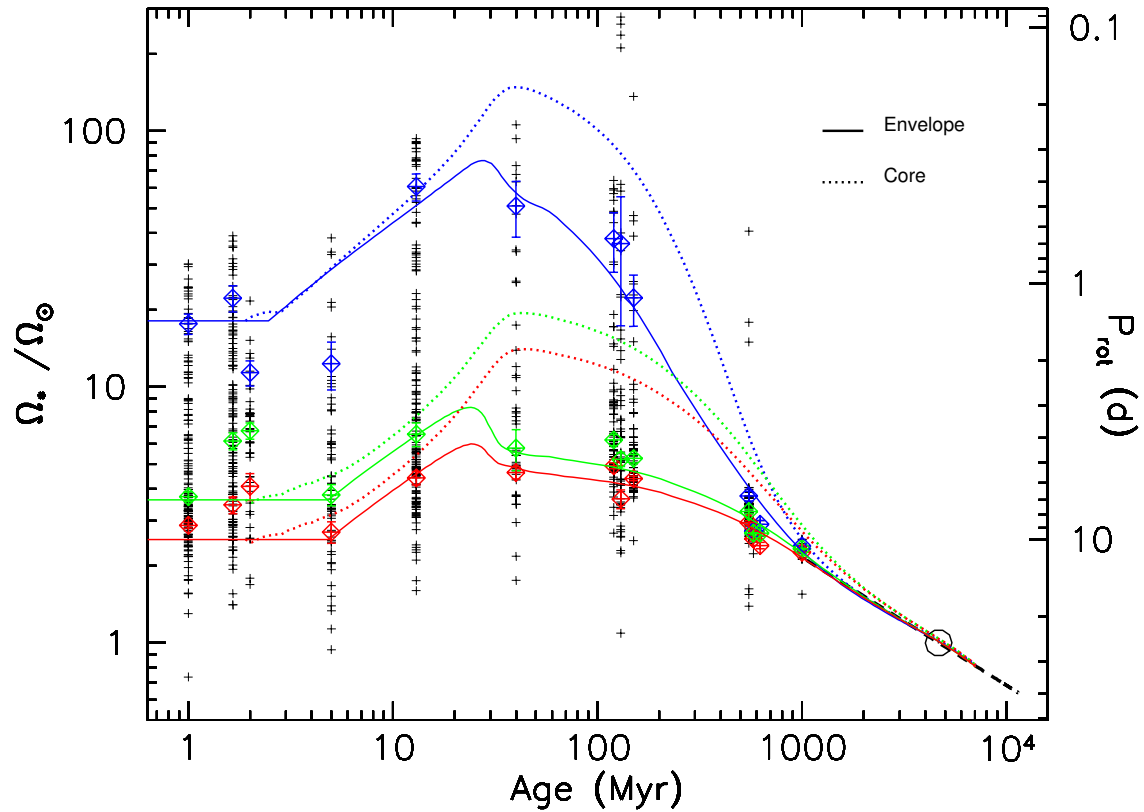


FIGURE 3.1 – Évolution de la vitesse de rotation du coeur radiatif (ligne en pointillé) et de l’enveloppe convective (ligne pleine) en fonction du temps pour les rotateurs rapides (bleue), médians (vert) et lents (rouge). La vitesse de rotation est normalisée à la vitesse de rotation du Soleil. Les carrés inclinés bleus, rouges, et verts, ainsi que leurs barres d’erreurs associées représentent respectivement le 90<sup>ème</sup> centile, le 25<sup>ème</sup> centile, et la médiane des distributions de périodes de rotation des étoiles de type solaire appartenant à de jeunes zones de formation stellaire et amas ouverts obtenues à l’aide de la méthode du rejet (voir chapitre 1). Le cercle représente ici la valeur de la vitesse de rotation du Soleil ( $\Omega_{\odot} = 2.87 \times 10^{-6} s^{-1}$ ) et la ligne en pointillé noir illustre la relation empirique de Skumanich,  $\Omega \propto t^{-1/2}$ .

Un temps de couplage plus long n'aurait pas permis de reproduire les rotateurs les plus rapides de la ZAMS. En effet, puisque le coeur radiatif contient une grande partie du moment cinétique de l'étoile pendant que l'enveloppe convective commencera à ralentir, un découplage plus important produira des vitesses de rotation plus faibles sur la ZAMS. Ce comportement est montré dans la figure 3.2 illustrant l'impact du temps de couplage  $\tau_{c-e}$  sur l'évolution rotationnelle de l'enveloppe convective.

Alors que pour  $\tau_{c-e} = 15$  Myr, la vitesse de rotation à la ZAMS atteint  $50 \Omega_{\odot}$ , pour  $\tau_{c-e} = 1$  Myr elle s'élève à  $120 \Omega_{\odot}$ . Un temps de couplage relativement court de 10-15 Myr est donc nécessaire pour pouvoir reproduire les contraintes observationnelles de la PMS jusqu'à la ZAMS, i.e., les conditions initiales, l'accélération sur la PMS, et les rotateurs rapides de la ZAMS.

Le choix du temps de couplage a aussi un impact sur la forme de l'évolution de la vitesse de rotation durant le début de la séquence principale (figure 3.2). Un temps de couplage court mène à des vitesses de rotation plus rapide sur la ZAMS. De ce fait, les rotateurs les plus rapides sont plus efficacement freinés par les vents stellaires sur cette phase. Inversement, pour des temps plus longs, le freinage est plus superficiel car ne s'appliquant que sur les couches les plus externes de l'étoile. Dans ce cas, les pertes de moment cinétique à la surface stellaire sont plus faibles. De plus, sur le début de la séquence principale, le moment cinétique contenu dans le coeur radiatif est progressivement réémis en direction de la surface sur un temps caractéristique  $\simeq 100$  Myr, réduisant d'autant plus l'impact du freinage.

La comparaison entre les modèles et les observations suggèrent qu'un temps de couplage coeur/enveloppe de 10-15 Myr reproduit le mieux le taux de freinage des rotateurs rapides sur le début de la séquence principale. Du fait de ce découplage, une rotation différentielle entre le coeur et l'enveloppe se développe. Un maximum est atteint à environ 200 Myr et s'élève à  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 2 - 2.5$  (cf. figure 3.3).

Comme nous pouvons le voir avec la Table 3.1, les paramétrisations des rotateurs médians et lents sont très proches. Comme cela semble être indiqué par les distributions de périodes de rotation des amas les plus jeunes, les périodes de rotation initiales sont respectivement de 7 jours et 10 jours pour les modèles de rotateur médian et lent. Il existe néanmoins une dispersion significative de ces distributions au cours des 5 premiers millions d'années.

Pour ces deux modèles nous avons choisi une durée de vie de disque de 5 Myr pour reproduire les amas de fin de PMS et les faibles vitesses de rotation encore observées pour l'amas h Per à 13 Myr ( $\Omega_* \leq 7 \Omega_{\odot}$ ). Pour justifier de cette faible accélération de l'enveloppe sur la PMS, menant à des vitesses de rotation modérées sur la ZAMS ( $\Omega_* \leq 6 \Omega_{\odot}$ ), nous devons supposer un temps de couplage coeur-enveloppe beaucoup plus long comparé aux rotateurs rapide. Nous avons adopté 28 et 30 Myr, respectivement, pour les rotateurs médians et lents. Ces valeurs sont significativement plus faibles que les 100 Myr inférées par Bouvier (2008) mais comparables à la valeur de  $55 \pm 25$  Myr estimée par Denissenkov et al. (2010). Le temps de couplage plus long utilisé par Bouvier (2008) pour les rotateurs lents provient essentiellement de la loi de freinage de Kawaler employée dans ces modèles. Cette loi prédit de plus faibles taux de freinage pour les rotateurs

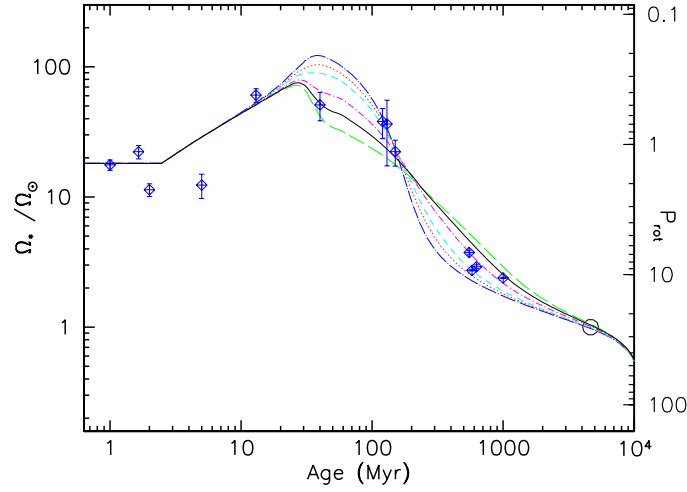


FIGURE 3.2 – Évolution de la vitesse de rotation pour différentes valeurs du temps de couplage  $\tau_{c-e}$  dans le cas du modèle de rotateur rapide ( $P_{init} = 1.4$  jours,  $\tau_{disque} = 2.5$  Myr). De haut en bas à l'âge de la ZAMS les valeurs de  $\tau_{c-e}$  sont : 1 Myr (ligne bleue en point-pointillé long), 3 Myr (ligne rouge en petit point), 5 Myr (ligne cyan en pointillé court), 10 Myr (ligne magenta en point-pointillé court), 15 Myr (ligne noir pleine), et 20 Myr (ligne verte en pointillé long). Les carrés inclinés et les barres d'erreurs associées représentent les 90<sup>ème</sup> centiles des distributions de périodes de rotation des étoiles de type solaire appartenant à de jeunes zones de formation stellaire et amas ouvert obtenus avec la méthode du rejet. Le cercle représente la vitesse de rotation du Soleil.

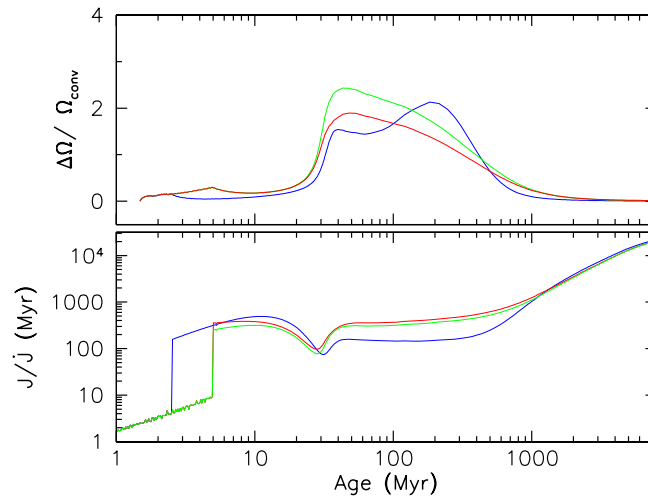


FIGURE 3.3 – *Panneau du haut* : Contrainte de cisaillement à la base de l'enveloppe convective  $(\Omega_{coeur} - \Omega_{env})/\Omega_{env}$  dans le cas des modèles de rotateur rapide (bleu), médian (vert) et lent (rouge). *Panneau du bas* : Temps caractéristique de freinage  $(J/\dot{J})$  exprimé en Myr, dans le cas des rotateurs rapides (bleu), médians (vert) et lents (rouge).

TABLE 3.1 – Paramétrisation des modèles pour les étoiles de type solaire.

Paramètre	Lent	Médian	Rapide
$P_{init}$ (jours)	10	7	1.4
$\tau_{c-e}$ (Myr)	30	28	12
$\tau_{disque}$ (Myr)	5	5	2.5
$K_1$	1.8	1.8	1.7

lents que celle que nous utilisons dans cette étude. En effet, les faibles valeurs de rotation des rotateurs lents, à 40 Myr, requièrent que l’enveloppe soit freinée avant même que celle-ci atteigne la ZAMS. Seule l’enveloppe convective est alors freinée pendant que le coeur radiatif continue d’accélérer en direction de la ZAMS (cf. figure 3.1). Un fort taux de rotation différentielle se développe alors entre le coeur et l’enveloppe, atteignant une valeur maximale de  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 2 - 2.5$  à 40 Myr, i.e., au début de la phase d’évolution sur la séquence principale (cf. figure 3.3).

Un temps de couplage plus long implique également un transfert à long terme de moment cinétique du coeur vers l’enveloppe. Éventuellement, cet échange pourra presque compenser les faibles pertes de moment cinétique de surface durant le début de la séquence principale. Ainsi, en contraste avec les rotateurs rapides ayant une diminution de leur vitesse de rotation entre la ZAMS et l’âge des Hyades d’un facteur 10, les modèles de rotateur lent et médian possèdent une décroissance beaucoup plus faible, atteignant presque un facteur 2 entre 0.1 et 1 Gyr. Le lent déclin de cette vitesse est dû au moment cinétique du coeur resurgissant à la surface stellaire sur un temps caractéristique  $\simeq 100$  Myr pour les rotateurs lents et médians. Il permet ainsi de reproduire l’évolution observée de l’enveloppe inférieure des distributions de périodes de rotation durant le début de la séquence principale (cf. figure 3.1).

À 1 Gyr, les modèles de rotateur lent, médian et rapide ont tous convergé vers la même vitesse de rotation. Les étoiles sont par la suite freinées avec un taux plus faible, suivant la relation empirique de Skumanich (Skumanich 1972), i.e.,  $\Omega_* \propto t^{-1/2}$ . Remarquons néanmoins que cette relation n’est pas valide plus tôt sur la séquence principale, pas plus qu’une autre relation unique reliant l’âge et la vitesse de rotation de surface des étoiles de type solaire (Epstein & Pinsonneault 2014). Les trois modèles présentés ici produisent un recouplage complet entre le coeur radiatif et l’enveloppe convective à l’âge du Soleil, comme cela est suggéré par les résultats héliosismologiques (Thompson et al. 2003). Nous soulignons que l’évolution de la vitesse de rotation du coeur dépend très fortement du temps de couplage coeur-enveloppe. Malheureusement, cette évolution rotationnelle interne est pour le moment très mal contrainte par les observations, à part dans le cas du Soleil.

La figure 3.4 montre les mêmes modèles de rotateur lent, médian, et rapide que précédemment. La différence ici est que leurs vitesses de rotation ont été converties en moment cinétique spécifique.

Nous définissons deux types de moment cinétique spécifique. Le moment ciné-

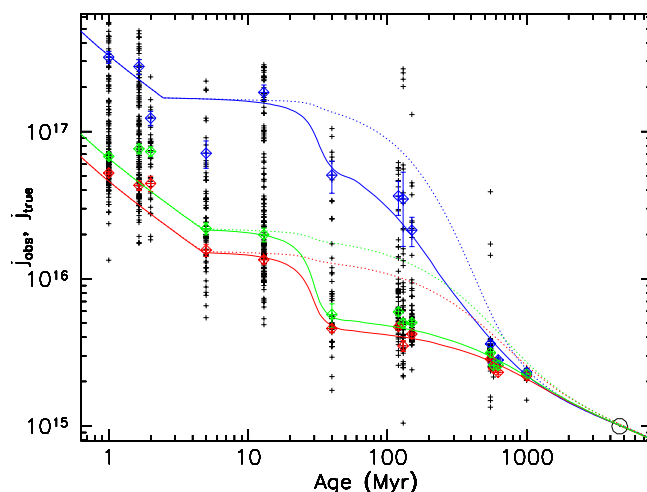


FIGURE 3.4 – Évolution du moment cinétique spécifique observé ( $j_{obs} = I_*\Omega_{env}/M_*$ ) (ligne pleine) et évolution du moment spécifique réel ( $j_{true} = (I_{core}\Omega_{core} + I_{env}\Omega_{env})/M_*$ ) (ligne pointillé) pour les modèles de rotateur rapide (bleu), médian (vert) et lent (rouge). Les carrés inclinés bleus, vert et rouge représentent respectivement les 90<sup>ème</sup>, 50<sup>ème</sup>, et 25<sup>ème</sup> centiles du moment cinétique spécifique observé, mesuré à partir des distributions de périodes de rotation des amas. Le cercle représente le moment cinétique spécifique du Soleil.

tique spécifique observé,  $j_{obs} = I_*\Omega_{env}/M_*$ , estimé à partir de la vitesse de rotation de surface d'une étoile en la supposant en rotation solide (i.e.,  $\Omega_{core} = \Omega_{env}$ ); et le moment cinétique spécifique réel  $j_{reel} = (I_{core}\Omega_{core} + I_{env}\Omega_{env})/M_*$ , prenant en compte la différence de vitesse de rotation entre le coeur et l'enveloppe prédite par notre modèle. Nous utilisons le modèle d'évolution de Baraffe et al. (1998) pour estimer  $I_{coeur}$ ,  $I_{conv}$ , et  $I_*$  aux âges de chaque amas. Leurs valeurs respectives, normalisées à  $I_{\odot} = J_{\odot}/\Omega_{\odot} = 6.41 \times 10^{53}$  g.cm<sup>2</sup>, sont listées dans la Table 3.2.

Durant le début de la PMS, dès lors que l'étoile presque entièrement convective est couplée à son disque et que le rayon stellaire se contracte ( $j \propto \Omega_* R_*^2$ ), l'hypothèse d'une vitesse de rotation constante se traduit par une diminution significative du moment cinétique spécifique. L'étoile n'est libérée de son disque qu'après plusieurs Myr, et les pertes de moment cinétique induits par le vent stellaire sont relativement faibles durant la PMS. De ce fait  $j$  ne varie que très légèrement au cours des 10-20 Myr suivantes. Néanmoins, à l'approche de la ZAMS, comme les rotateurs rapides ont atteint leur vitesse de rotation maximale et que les rotateurs lents ont subi l'effet du découplage coeur-enveloppe,  $j_{obs}$  diminue à nouveau. Pour les rotateurs lents, la plupart du moment cinétique reste enfoui dans le coeur radiatif. La différence d'évolution post-ZAMS de  $j_{obs}$  et  $j_{true}$ , explicitée par la figure 3.4, illustre clairement le stockage du moment cinétique dans le coeur radiatif par la suite transféré vers l'enveloppe convective sur un temps caractéristique de 100 Myr. Tous les modèles convergent finalement vers le moment spécifique du Soleil à 4.56 Myr ( $j_{\odot} \approx 9.25 \times 10^{14}$  cm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>; Pinto et al. 2011).

Les modèles et les observations sont tous deux montrés dans la figure 3.5 où



### 3.1 Étoile de type solaire : étude de la dépendance temporelle

TABLE 3.2 – Rayon et moment d’inertie des étoiles de type solaire.

Amas	Âge (Myr)	Rayon ( $R_\odot$ )	$I_{env}$ —	$I_{core}$ ( $I_\odot$ )	$I_{star}$ —
ONC	1	2.58	19.6	0	19.6
NGC 6530	1.65	2.12	13.4	0	13.4
NGC 2264	2	1.98	11.7	0.004	11.7
NGC 2362	5	1.44	5.7	0.5	6.2
h PER	13	1.12	2.1	1.2	3.3
NGC 2547	40	0.92	0.13	0.93	1.06
Pleiades	120	0.9	0.13	0.9	1.03
M50	130	0.9	0.13	0.9	1.03
M35	150	0.9	0.13	0.9	1.03
M37	550	0.91	0.12	0.91	1.03
Praesepe	578	0.91	0.12	0.91	1.03
Hyades	625	0.91	0.12	0.91	1.03
NGC 6811	1000	0.92	0.12	0.95	1.07

la vitesse de rotation de surface est normalisée à la vitesse de rupture  $V_{rup} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \sqrt{GM_*/R_*}$  avec  $\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}$  provenant du rapport entre la rayon équatorial et polaire à la vitesse critique. Les rayons stellaires sont obtenus, aux âges des différents amas, à partir des modèles d’évolution de Baraffe et al. (1998) (voir la Table 3.2). Comme le rayon stellaire se contracte durant la PMS, la vitesse de rupture augmente de 222 km/s à 1 Myr jusqu’à 371 km/s à la ZAMS. Tant que l’étoile est couplée à son disque  $\Omega_*$  est maintenu constante, i.e.,  $V_* \propto R_*$ . Durant cette interaction  $V_{rup}$  augmente, résultant en une décroissance nette de  $V_*/V_{rup} \propto R^{3/2}$  (figure 3.5).

À  $t = \tau_{disque}$ , du fait de sa contraction, l’étoile commence à accélérer en direction de la ZAMS à un taux plus rapide ( $V_* \propto R^{-1}$ , car  $dJ/dt \approx 0$  durant la phase de contraction) que l’augmentation de la vitesse de rupture. Ceci entraîne alors l’augmentation de  $V_*/V_{rup} \propto R^{-1/2}$  observée juste avant la ZAMS (c.f. figure 3.5). À cette étape, les rotateurs rapides peuvent atteindre des vitesses de rotation de l’ordre de 40-50%  $V_{rup}$ . Pour des âges plus avancés sur la séquence principale, la vitesse de rotation des rotateurs rapides diminue d’environ 0.15  $V_{rup}$  à 100 Myr à  $10^{-2} V_{rup}$  à 1 Gyr. Les modèles de rotateurs lents et médians, quant à eux, commencent respectivement avec une vitesse de 0.08 et 0.05  $V_{rup}$  à l’âge de ONC. La vitesse de rotation prédite par ces modèles ne dépasse jamais 0.06  $V_{rup}$  entre la ZAMS et l’âge du Soleil.

Les trois modèles atteignent au final  $V_* \simeq 10^{-2} V_{br}$  à 1 Gyr. Notons que les quelques étoiles déviantes se situant autour de 130 Myr dans la figure 3.5, et possédant des vitesses de rotation proches et même supérieures à la vitesse de rupture sont probablement soit des étoiles du champ contaminant la distribution de M50, soit des étoile binaires à contact dont l’évolution est contrôlée par les effets de marées (Irwin et al. 2009).

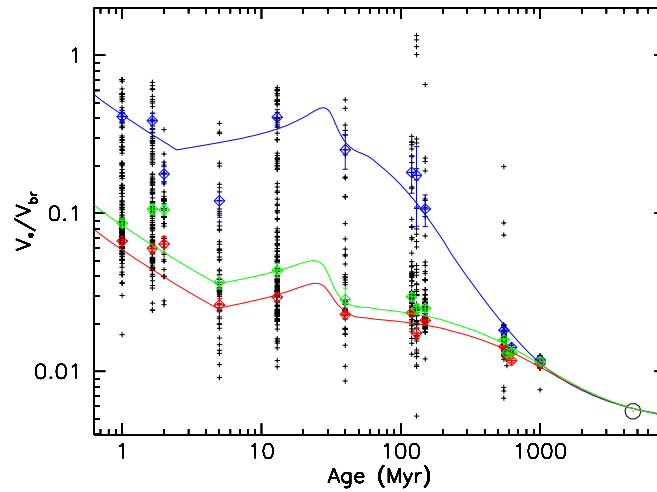


FIGURE 3.5 – Évolution de la vitesse de rotation de surface normalisée à la vitesse de rupture pour les rotateurs rapides (bleu), médians (vert) et lents (rouge). Les carrés inclinés bleus, rouges et verts représentent le 90<sup>ème</sup> centile, le 25<sup>ème</sup> centile, et la médiane des distributions de périodes de rotation. Le cercle représente le Soleil.

### 3.1.3 Conclusion

L'évolution rotationnelle des étoiles de types solaire depuis la ligne de naissance jusqu'à l'âge du Soleil peut être raisonnablement bien reproduite par la classe de modèles semi-empiriques présentée ici. Dans ces modèles, les processus physiques mis en jeu sont décrits en utilisant des hypothèses simplifiées s'appuyant sur des preuves observationnelles (e.g. régulation de la vitesse de rotation durant le début de la PMS par l'interaction étoile/disque) ou sur de récentes simulations numériques (e.g. le freinage par le vent stellaire). De ce fait, les processus fondamentaux tels que la génération du champ magnétique de surface, le taux de perte de masse, et la redistribution du moment cinétique dans l'intérieur stellaire, peuvent être exprimés en fonction de la vitesse de rotation de surface de l'étoile. Ceci nous permet ainsi de modéliser les trajets de l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire en utilisant un minimum de paramètres libres représentés, dans notre modèle, par : la durée de vie du disque, le temps de couplage coeur/enveloppe, la période de rotation initiale et l'efficacité du freinage par le vent stellaire.

Dans l'attente du développement de modélisations plus "physiques", ces modèles simplifiés semblent saisir les tendances principales de l'évolution rotationnelle des étoiles de type solaire entre 1 Myr et 4.5 Gyr. Ils reproduisent notamment l'accélération de la PMS jusqu'à la ZAMS, le rapide freinage sur la ZAMS, et la convergence des vitesses de rotation en fin de séquence principale. De plus, ils prédisent le taux de rotation différentielle, entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective, que l'on attend dans l'intérieur stellaire. Nous avons montré que l'évolution de ce taux change en fonction du type de rotateur considéré. Alors que

pour les rotateurs modérés (lent et médian) le maximum de rotation différentielle est atteint lorsque l'étoile arrive sur la ZAMS ( $\approx 40$  Myr pour une étoile de type solaire), pour les rotateurs rapides ce maximum est atteint plus tardivement, autour de 200 Myr. Cette différence d'histoire rotationnelle est intéressante sur le point de vue du transport interne du moment cinétique et des éléments légers tel que le Lithium. En effet, si l'évolution de la rotation différentielle, et donc des contraintes de cisaillement entre le coeur et l'enveloppe, dépend de la rotation, alors il est imaginable que l'abondance de l'enveloppe convective en éléments légers dépende également du type de rotateur considéré. La rotation différentielle pourrait alors servir de proxy pour contraindre le type de rotateur et la composition chimique interne d'une étoile donnée. Néanmoins, il faut pour le moment considérer ces résultats avec précaution, et seulement d'une manière qualitative, puisque le modèle 2-zone que nous utilisons ici n'est qu'une approximation grossière du profil réel de rotation interne.

Le choix du temps de couplage entre le coeur et l'enveloppe a un impact important sur les gyrotracks de nos trois types de rotateurs. Avec ce nouveau modèle nous avons contraint plus fortement le temps caractéristique de redistribution du moment cinétique dans l'intérieur stellaire. Nous avons montré qu'il a tendance à augmenter lorsque la vitesse de rotation initiale (le type de rotateur) diminue (i.e  $\tau_{c-e} = 12, 28, 30$  Myr pour les rotateurs rapides, lents, et médians, respectivement). Bien que cette tendance ne soit pas nouvelle (e.g. Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Denissenkov & Pinsonneault 2007; Irwin & Bouvier 2009; Denissenkov et al. 2010) nous fournissons ici des contraintes observationnelles supplémentaires.

Nous indiquons également que l'évolution de la vitesse de rotation interne, lors de l'évolution structurelle de l'étoile, est très sensible à la loi de freinage utilisée. En dehors de ces limitations, l'une des implications majeures de ces modèles est le besoin de stocker du moment cinétique dans le coeur radiatif, et ce pendant plusieurs Gyr, pour reproduire les observations. L'accumulation d'une grande dispersion de vitesse de rotation à la ZAMS et son évolution ultérieure sur le début de la séquence principale reflète en partie ce processus.

Néanmoins, des améliorations restent encore à être ajoutées à notre modèle. L'implémentation d'une description plus physique de l'interaction étoile/disque est notamment primordiale pour bien contraindre les vitesses de rotation initiales à partir desquelles les étoiles vont commencer à entamer leur accélération en fin de PMS. En jouant sur la durée de vie du disque il est possible de produire des vitesses de rotation plus ou moins grandes sur la ZAMS. Ces taux de rotation vont par la suite fortement contraindre la forme des trajets rotationnels, notamment sur la séquence principale, empruntés par les étoiles. Par choix de simplicité nous ne considérons, dans notre modèle, que des profils de rotation uniforme pour le coeur et l'enveloppe. Ces deux derniers sont néanmoins découplés et en rotation différentielle. Des profils de rotation interne plus complexes aboutiront à des résultats différents, notamment concernant les temps de couplage coeur/enveloppe et l'évolution du taux de rotation différentielle. Cependant, le seul profil de rotation dont nous disposons pour le moment est celui du Soleil. Il apparaît, grâce aux mesures héliosismologiques, que la rotation interne de ce dernier peut être décrite

par une rotation solide jusqu’à environ  $0.4-0.6 R_{\odot}$  (Alvan et al. 2014). Toutefois, le Soleil est une étoile pouvant être considérée comme “évoluée” comparée aux étoiles de fin de PMS et début de séquence principale. C’est effectivement au cours de ces deux phases que la plupart des mécanismes physiques (redistribution du moment cinétique et freinage par le vent stellaire) ont le plus d’impact sur l’évolution rotationnelle des étoiles. Le profil de rotation interne pourrait alors avoir un effet non négligeable sur la rotation de surface stellaire.

Notons également que les étoiles que nous considérons sont supposées être isolées de leur environnement externe (à part vis-à-vis de leur disque circumstellaire). L’impact des autres étoiles ou encore de leur potentielles planètes n’est ici pas pris en compte. Or, compte tenu de la découverte de plus d’un millier d’exoplanètes, il est désormais impossible de continuer à supposer les étoiles comme seules et isolées.

En regard de ces améliorations, il est clair qu’il reste encore beaucoup de chemin à faire pour fournir un modèle “complet” à la communauté. De plus, des améliorations telle que l’interaction étoile/planète sont pour le moment du second ordre. Les descriptions physiques des mécanismes que nous utilisons étant trop simplifiées, il est pour le moment trop tôt pour intégrer cette classe d’effet subtil au sein de notre modèle numérique. La prochaine étape consiste donc à étendre notre modèle aux plus faibles masses dans le but d’étudier la dépendance en masse des mécanismes physiques et des paramètres libres considérés.

Nous montrons dans la prochaine partie que des modèles similaires peuvent être appliqués à l’évolution rotationnelle des étoiles de plus faible masse.

## 3.2 Étoile de faible masse : étude de la dépendance en masse

Le but de cette partie est de présenter l’extension de notre modèle dédié à l’étude de l’évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire, décrit dans Gallet & Bouvier (2013), aux plus faibles masses. Le but est d’analyser la dépendance des quantités physiques et paramètres libres de notre modèle sur la masse stellaire. Dans la suite nous compilons, dans un premier temps, un ensemble de 18 distributions de périodes de rotation définissant les trajets rotationnels que nos modèles devront reproduire. Les résultats sont présentés par la suite où les différences entre les masses sont mises en évidence. Enfin, nous discutons de la dépendance en masse de l’évolution du moment cinétique par le biais des mécanismes physiques mis en jeu (e.g. découplage coeur/enveloppe) et contraintes observationnelles (e.g. conditions initiales, interaction étoile/disque). Nous décrivons également la possible utilisation de ce type de modèle paramétrique pour l’analyse gyrochronologique et les diagnostics d’abondance en lithium. Nous concluons en discutant de la validité et des limites de ces modèles.

### 3.2.1 Données observationnelles

Pour comparer les modèles d'évolution de la vitesse de rotation aux observations, nous avons utilisé les distributions de périodes de rotation de 18 zones de formation stellaire et amas ouverts entre 1 Myr (Orion Nebula Cluster) et 1 Gyr (l'amas NGC 6811) : en les prenant comme contraintes observationnelles pour l'évolution de la vitesse de rotation des trois bins de masse considérés dans cette étude. L'âge et les références relatives à ces amas sont listés dans la Table 3.3. Pour plus de détail concernant les propriétés de ces amas voir l'Annexe A.

Les amas présentés dans cette section sont légèrement différents de ceux utilisés dans Gallet & Bouvier (2013). Nous avons notamment ajouté d'autres contraintes observationnelles tel que  $\alpha$  Per à 80 Myr.

La figure 1.10 montre les distributions de périodes de rotation des étoiles de 0.9-1.1 (carrés inclinés), 0.7-0.9 (croix), et 0.4-0.6 (triangles inclinés) masse solaire appartenant à plusieurs zones de formation stellaire et amas ouverts. Comme explicité dans la Section 1.2 du Chapitre 1, ces distributions présentent trois types de schémas de distribution : plus ou moins uniforme, piqué en une seule période de rotation, et bi-modale. Ces schémas semblent dépendre de l'âge mais aussi de la masse. L'évolution de la vitesse de rotation des trois bins de masse semble être à peu près identique (figure 1.11). Durant les quelques premiers Myr de la phase de PMS ( $< 10$  Myr), et indépendamment du type de rotateur considéré, les étoiles de 1 et  $0.8 M_{\odot}$  semblent rester à une vitesse de rotation presque constante. Alors que le comportement rotationnel des rotateurs lents et médians des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  semble suivre cette évolution, la vitesse des rotateurs rapides augmentent d'une manière régulière durant le début de la PMS. Cette évolution est mis en évidence dans les colonnes 4 à 12 de la Table 3.3 où la valeur des trois centiles pour chaque masses est montrée.

### 3.2.2 Résultats

Comme dans le cas des étoiles de type solaire, les paramètres libres du modèle sont la période de rotation initiale  $P_{init}$  à 1 Myr, le temps de coulage coeur-enveloppe  $\tau_{c-e}$ , la durée de vie du disque  $\tau_{disque}$ , et la constante de calibration du freinage par les vents stellaires. Les valeurs de ces paramètres utilisées pour les trois modèles de rotateur sont données dans la Table 3.4.

#### 3.2.2.1 Évolution de la vitesse de rotation

La figure 3.6 montre l'évolution de la vitesse de rotation pour les modèles de rotateur rapide (bleu), médian (vert) et lent (rouge) en fonction du temps pour les trois bins de masse.

-1  $M_{\odot}$

TABLE 3.3 – Amas ouverts dont la distribution de périodes de rotation a été utilisée dans cette étude.

Amas	Âge (Myr)	Réf.	$\Omega_{25}$			$\Omega_{90}$			$\Omega_{200}$		
			$1 M_{\odot}$	$0.8 M_{\odot}$	$0.5 M_{\odot}$	$1 M_{\odot}$	$0.8 M_{\odot}$	$0.5 M_{\odot}$	$1 M_{\odot}$	$0.8 M_{\odot}$	$0.5 M_{\odot}$
ONC	1.5	1	3.28±0.3	2.86±0.14	3.59±0.26	4.58±0.86	4.03±0.58	5.34±0.96	13.21±2.14	20.11±1.93	20.14±4.07
NGC 6530	2	2	3.87±0.55	2.89±0.19	3.19±0.21	6.15±0.91	4.08±1.14	5.74±0.54	22.32±5.15	18.73±2.73	22.72±3.47
NGC 2264	3	3	2.85±0.56	2.81±0.5	2.81±0.38	6.42±0.96	5.32±0.91	6.16±1.94	18.8±4.94	10.66±2	27.57±2.84
Cep OB3b	4	4	3.25±0.39	3.91±0.81	3.39±0.24	6.99±1.07	6.45±1	5.62±0.47	14.98±1.55	17.13±2.14	29.08±5.82
NGC 2362	5	5	3.13±0.29	2.75±0.29	4.07±0.25	4.2±0.58	3.82±0.29	6.43±0.67	12.36±4.77	14.01±4.4	31.84±6.7
h Per	13	6	4.75±0.19	3.93±0.17	4.5±0.53	8.55±0.9	6.33±0.74	11.93±5.03	74.84±5.37	46.99±6.21	58.4±4.37
NGC 2547	35	7	–	4.55±0.37	4.77±0.87	–	5.28±1.01	10.83±1.85	–	47.31±22.37	45.24±17.66
IC 2391	50	8	–	4.38±0.76	–	–	9.76±4.29	–	–	98.13±31.78	–
$\alpha$ Per	80	8	4.98±0.39	5.88±0.75	–	7.81±12.3	14.81±8.32	–	79.84±8.8	98.41±14.27	–
Pleiades	125	9	4.92±0.13	3.59±0.08	7.98±1.2	6.29±0.31	4.27±0.24	18.24±1.91	37.97±10.06	61.49±5.48	76.73±4.91
M 50	130	10	3.38±0.3	3.21±0.1	6.79±0.53	5.17±0.36	4.23±0.22	17.19±1.74	15.41±5.16	43.12±3.52	72.21±3.32
M 35	150	11	4.39±0.07	3.38±0.1	–	5.05±0.22	4.59±0.71	–	22.82±4.52	59.3±5.56	–
NGC 2516	150	12	–	–	5.11±0.66	–	–	11.52±1.56	–	–	70.12±4.41
M 34	220	13	3.63±0.14	2.67±0.1	–	4.24±0.41	3.07±0.09	–	9.05±4.19	21.31±5.13	–
M 37	550	14	3.09±0.05	2.38±0.04	1.97±0.44	3.49±0.04	2.63±0.06	11.23±3.37	4.05±0.21	3.7±0.27	40.69±2.15
Praesepe	580	15	2.73±0.05	2.11±0.05	1.39±0.08	2.85±0.02	2.38±0.12	3.52±1.66	2.87±0.06	2.77±0.81	21.67±4.26
Hyades	625	16	2.44±0.03	2.05±0.04	1.41±0.07	2.62±0.06	2.18±0.03	1.91±0.09	2.91±0.1	2.46±0.15	2.3±0.77
NGC 6811	1000	17	2.27±0.04	–	–	2.36±0.01	–	–	2.45±0.05	–	–

Références : (1) Rodríguez-Ledesma et al. (2009) ; (2) Henderson & Stassun (2012) ; (3) Cieza & Balber (2007) ; (4) Littlefair et al. (2010) ; (5) Irwin et al. (2008a) ; (6) Moraux et al. (2013) ; (7) Irwin et al. (2008b) ; (8) Irwin et Bouvier ; (9) Hartman et al. (2010) ; (10) Irwin et al. (2009) ; (11) Meibom et al. (2009) ; (12) Irwin et al. (2007) ; (13) Meibom et al. (2011b) ; (14) Hartman et al. (2009) ; (15) Agüeros et al. (2011)+Delorme et al. (2011) ; (16) Delorme et al. (2011) ; (17) Meibom et al. (2011a).

TABLE 3.4 – Paramètres des trois modèles de rotateur.

$M_* = 1 M_\odot$			
Paramètre	Lent	Médian	Rapide
$P_{init}$ (jours)	8	5	1.4
$\tau_{c-e}$ (Myr)	30	28	10
$\tau_{disque}$ (Myr)	9	6	2
$K_1$	1.7	1.7	1.7

$M_* = 0.8 M_\odot$			
Paramètre	Lent	Médian	Rapide
$P_{init}$ (jours)	9	6	1.4
$\tau_{c-e}$ (Myr)	80	80	15
$\tau_{disque}$ (Myr)	7	5	3
$K_1$	3	3	3

$M_* = 0.5 M_\odot$			
Paramètre	Lent	Médian	Rapide
$P_{init}$ (jours)	8	4.5	1.2
$\tau_{c-e}$ (Myr)	500	300	150
$\tau_{disque}$ (Myr)	6	3.5	2.5
$K_1$	8.5	8.5	8.5

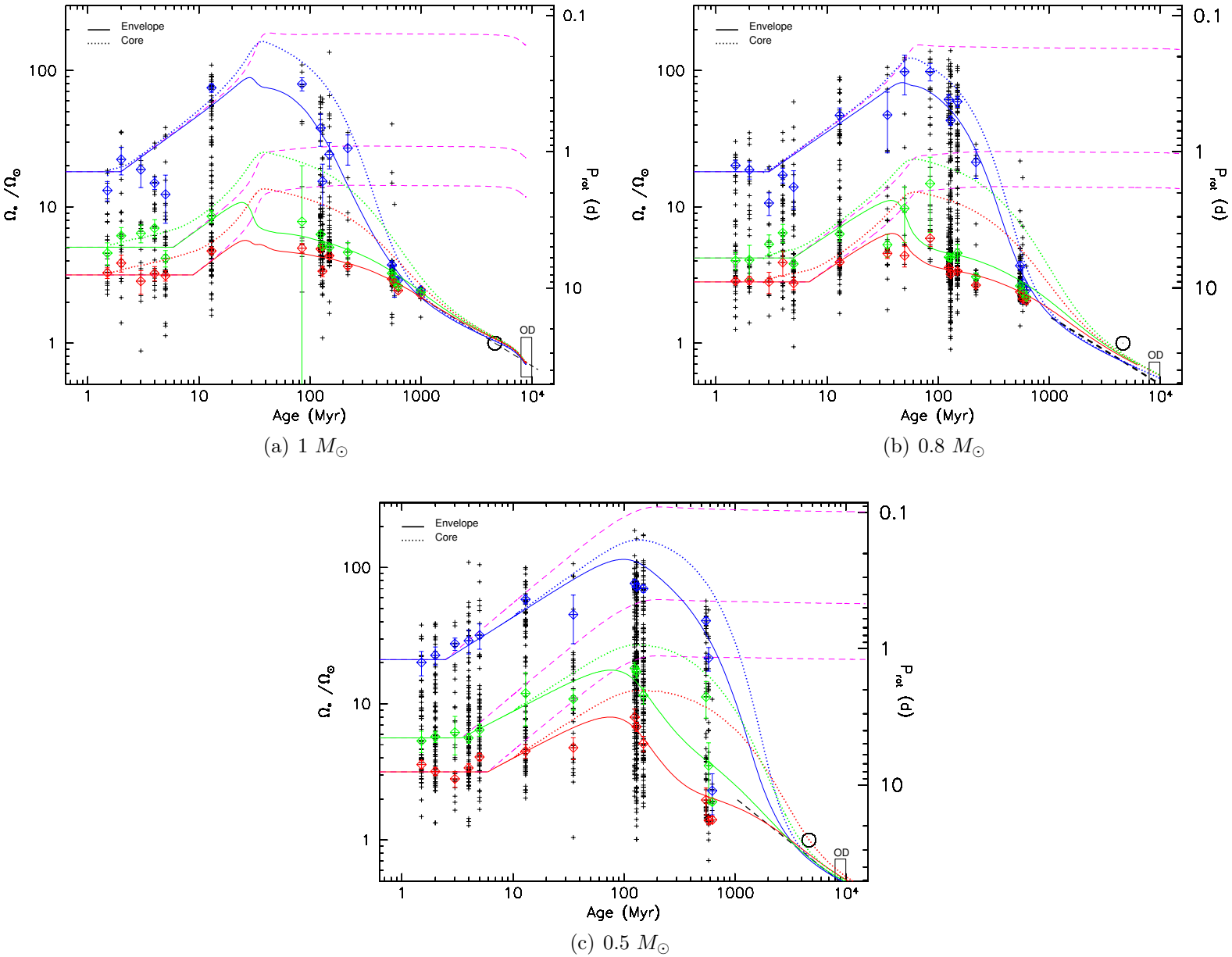


FIGURE 3.6 – Vitesse de rotation du coeur radiatif (ligne en pointillé) et de l’enveloppe convective (ligne pleine) en fonction du temps pour les rotateurs rapides (bleu), médians (vert) et lents (rouge) et pour *a)*  $1 M_\odot$ , *b)*  $0.8 M_\odot$ , et *c)*  $0.5 M_\odot$ . La vitesse de rotation est normalisée à la vitesse de rotation du Soleil. Les carrés inclinés bleu, rouge et vert ainsi que leurs barres d’erreur représentent respectivement le 90<sup>ème</sup> centile, le 25<sup>ème</sup> centile, et la médiane des distributions de périodes de rotation d’étoile de faible masse appartenant à des zones de formation stellaire et amas ouverts obtenu avec l’aide de la méthode du rejet. Le cercle est la vitesse de rotation du Soleil et les lignes en pointillé noir illustrent la relation de Skumanich,  $\Omega \propto t^{-1/2}$ . La ligne en pointillé magenta montre l’évolution de la vitesse de rotation sans freinage magnétique.



### 3.2 Étoile de faible masse : étude de la dépendance en masse

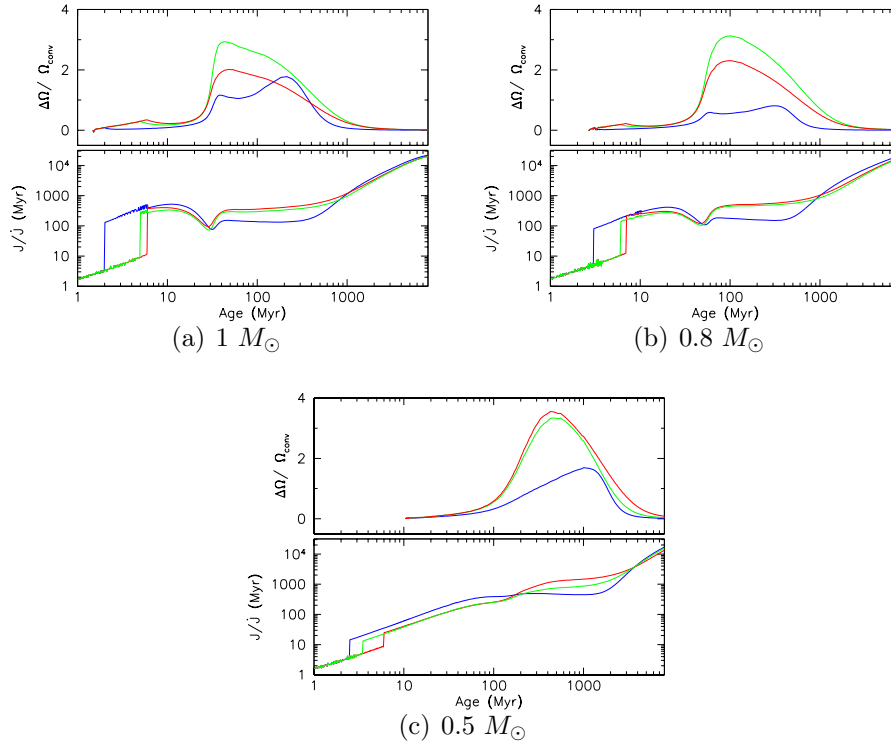


FIGURE 3.7 – *Panneau du haut* : Contraintes de cisaillement à la base de l’enveloppe convective  $(\Omega_{coeur} - \Omega_{env})/\Omega_{env}$  dans le cas des modèles de rotateur rapide (bleu), médian (vert) et lent (rouge). *Panneau du bas* : Temps caractéristique de freinage  $(J/\dot{J})$  exprimé en Myr, dans le cas des rotateurs rapides (bleu), médians (vert) et lents (rouge). *a)*  $1 M_{\odot}$ , *b)*  $0.8 M_{\odot}$ , et *c)*  $0.5 M_{\odot}$ .

Les résultats concernant les étoiles de type solaire sont déjà présentés dans Gallet & Bouvier (2013). Néanmoins, pour étudier l’évolution rotationnelle des étoiles de faible masse nous avons légèrement modifié le jeu de donnée que nous avons utilisé lors de cette précédente étude. Nous avons par exemple ajouté cinq nouveaux amas ouverts et écarté certaines étoiles ayant soit une rotation au dessus de la vitesse de rupture, soit une période de rotation ne correspondant pas à celle attendue.

Suite à l’ajout de ces nouvelles contraintes nous avons dû modifier la paramétrisation utilisée dans Gallet & Bouvier (2013). Les nouvelles valeurs des paramètres libres sont listées dans la Table 3.4. Le bin de masse a également été strictement contraint à  $0.9 - 1.1 M_{\odot}$  pour tous les amas.

Pour ces nouveaux modèles, le paramètre  $K_1$  a été fixé à 1.7 pour les trois types de rotateurs au lieu de 1.8 pour les rotateurs lents/médians et 1.7 pour les rotateurs rapides. En effet, et comme nous le verrons plus tard, ce paramètre est a priori relié à la topologie du champ magnétique. Pour une étoile d’une masse donné  $K_1$  est théoriquement indépendant de la vitesse de rotation. Comme le montre Vidotto et al. (la figure 2 de 2014a), il existe néanmoins une dispersion dans l’intensité du

champ magnétique des étoiles de type solaire à l'âge du Soleil. Cela suggère alors une dynamo magnétique, et donc vraisemblablement une efficacité de freinage, dépendant de la rotation et peut-être du gradient de vitesse à la tachocline.

Nous avons aussi utilisé une durée de vie légèrement plus longue de 9 et 6 Myr, au lieu de 5 Myr, respectivement dans le cas des rotateurs lents et médians. Finalement, un temps de couplage de 10 Myr, à la place de 12, a été choisi pour les rotateurs rapides.

Ces modifications représentent une variation de  $\approx 6\%$  pour  $K_1$  et  $20\%$  pour le temps de couplage. Néanmoins, elles n'affectent pas l'évolution globale de la vitesse de rotation des étoiles de type solaire et la discussion présentée dans Gallet & Bouvier (2013) est bien évidemment toujours valide.

### -0.8 $M_\odot$

Pour reproduire la rapide augmentation de la vitesse de rotation entre le début de la PMS et l'amas h Per à 13 Myr, une durée de vie de disque de 3 Myr a été choisi pour le modèle de rotateur rapide. Une période de rotation initiale de  $P_{init} = 1.4$  jours est imposée par les distributions de périodes de rotation initiales de ONC. La figure 3.6(b) et la Table 3.3 montrent néanmoins que des amas PMS légèrement plus vieux (NGC2264 et NGC2362) apparaissent avoir des vitesses de rotation plus faibles. Comme explicité précédemment, l'origine de cette évolution n'est pour le moment pas connue et est peut-être due aux biais observationnels et/ou bruits statistiques, ou au contraire reflète différentes conditions initiales d'un amas à un autre, éventuellement liées aux effets environnementaux (cf. Littlefair et al. 2010; Bolmont et al. 2012).

Pour permettre au coeur et à l'enveloppe d'échanger une grande quantité de moment cinétique, nous avons choisi un temps de couplage de 15 Myr. L'étoile est alors presque en rotation solide et l'enveloppe pourra rapidement accélérer en direction de la ZAMS pour atteindre les grandes vitesses de rotation observées ( $\Omega_* \simeq 50 - 60 \Omega_\odot$ ). Dans ces modèles, le taux de rotation différentielle entre le coeur et l'enveloppe atteint une valeur maximale de  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 1$  à 400 Myr (cf. Fig. 3.7(b)). Ici  $\Delta\Omega = \Omega_{coeur} - \Omega_{env}$ .

Comme dans le cas des étoiles de type solaire, nous avons mis en évidence que les paramétrisations des modèles de rotateur lent et médian sont très proches l'un de l'autre (voir Table 3.4). Pour reproduire les plus jeunes zones de formation stellaire du début de l'évolution PMS, nous avons utilisé une période de rotation initiale de 6 et 9 jours et une durée de vie de disque de 7 et 5 Myr, respectivement, pour les modèles de rotateurs médians et lents. Ces choix ont été fortement contraints par l'observation de la présence de rotateurs très lents dans l'amas h Per à 13 Myr ( $\Omega_* \leq 8 \Omega_\odot$ ).

Alors que les rotateurs lents et médians possèdent des vitesses de rotation modérées à la ZAMS ( $\Omega_* \leq 10 \Omega_\odot$  à 35-80 Myr) nous avons dû supposer un temps de couplage plus long que dans le cas des rotateurs rapides, à savoir 80 Myr, dans le but de reproduire la légère accélération de l'enveloppe sur la PMS. En effet, les observations montrent (voir figure 1.11 *Panneau du milieu*) que l'enveloppe

externe est freinée avant que l'étoile n'atteigne la ZAMS ( $\approx 80$  Myr pour une étoile de  $0.8 M_{\odot}$ ). Les vitesses de rotation résultantes sont relativement faibles et ne peuvent être reproduites qu'en utilisant un temps de couplage plus long.

Ce fort découplage suggère que seule l'enveloppe convective est affectée par le freinage des vents stellaires alors que la partie interne de l'étoile continue de rapidement accélérer en direction de la ZAMS (cf. figure 3.6(b)). Un fort taux de rotation différentielle se développe alors entre le coeur et l'enveloppe. Pour les deux modèles, ce dernier atteint un maximum de  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 2 - 3$  à 70 Myr, i.e., au début de la phase d'évolution sur la séquence principale (cf. figure 3.7(b)). Avec un temps de couplage aussi long, les échanges de moment cinétique dans l'intérieur stellaire s'étendront sur des durées plus importantes. Ce transfert à long terme pourra éventuellement presque compenser les faibles pertes de moment cinétique à la surface stellaire durant le début de la séquence principale. Durant cette phase, le moment cinétique stocké dans l'intérieur stellaire est réémis en direction de l'enveloppe convective sur un temps caractéristique d'environ 100 Myr. La plus lente décroissance de la vitesse de rotation que l'on observe durant le début de la séquence principale (cf. figure 3.6(b)) et notamment produit par cet échange.

L'évolution rotationnelle des étoiles de  $0.8 M_{\odot}$  est quantitativement similaire à celle des étoiles de type solaire. Ces deux types de modèles possèdent presque un même taux de rotation différentielle (de l'ordre de 2-3 pour les rotateurs lents/médians et d'environ 1 pour les rotateurs rapides), une même forme de trajet rotationnel (voir figure 3.6(b) et figure 3.6(a)), et une même évolution du taux de perte de moment cinétique (voir figure 2.10).

Le taux de rotation des rotateurs lents, médians et rapides converge finalement en direction de la même valeur à environ 1 Gyr. À l'âge du Soleil ces trois modèles présentent un profil de rotation presque solide avec une vitesse de rotation de surface légèrement plus faible que celle du Soleil, en accord avec les résultats de la mission Kepler (voir McQuillan et al. 2013). La distribution de périodes de rotation des objets du champ caractérisés par McQuillan et al. (2013) comme évolués ("Old Disk", littéralement *disques vieux*) est également reproduite par nos modèles.

### -0.5 $M_{\odot}$

À l'inverse, l'évolution de la vitesse de rotation des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  est assez différente de celle des étoiles plus massives. Dans le cas du modèle de rotateur rapide ( $P_{init} = 1.2$  jours), la durée de vie du disque est choisi égale à 2.5 Myr. Ceci est requis pour reproduire la forte accélération entre le début de la PMS et l'amas h Per à 13 Myr. Le choix d'une si courte période de rotation de 1.2 jours est dicté par les distributions de périodes de rotation des plus jeunes amas (ONC et NGC6530). Cependant, des amas légèrement plus vieux (NGC 2264, Cep OB3b, et NGC 2362) ne semblent encore une fois pas suivre cette évolution mais au contraire arborent des vitesses de rotation plus élevées (voir figure 1.11 *Panneau du bas* et la Table 3.3).

En comparaison avec les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$ , le temps de couplage des

rotateurs rapides des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  est clairement plus long. Pour permettre un transfert de moment cinétique suffisant entre le coeur et l’enveloppe, un temps de couplage de 150 Myr est nécessaire. L’enveloppe peut alors rapidement accélérer sur la PMS et atteindre des vitesses de rotation relativement élevées sur la ZAMS ( $\Omega_* \simeq 50 - 60 \Omega_{\odot}$ ). Un temps de couplage plus long n’aurait pas permis de reproduire les rotateurs les plus rapides sur la ZAMS. Dans ces modèles, le taux de rotation différentielle maximal est atteint autour de 1 Gyr et s’élève à  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 1$  (cf. figure 3.7(c)).

Pour les rotateurs médians nous avons choisi une période de rotation initiale et une durée de vie du disque respectivement de 4.5 jours et 3.5 Myr, dans le but de reproduire les plus jeunes amas de la PMS ainsi que les vitesses de rotation modérées ( $\Omega_* \leq 12 \Omega_{\odot}$ ) observées dans l’amas h Per à 13 Myr. Pour ce modèle, nous avons utilisé un temps de couplage assez long de 300 Myr pour permettre à l’enveloppe convective d’être assez efficacement freinée avant d’atteindre la ZAMS ( $\approx 150$  Myr pour une étoile de  $0.5 M_{\odot}$ ). Même avec ce temps de couplage très long, le modèle reproduit assez bien les grandes vitesses de rotation atteintes à la ZAMS ( $\Omega_* \approx 20 \Omega_{\odot}$ ). Ces grandes vitesses résultent d’une phase de contraction plus grande, comparée aux étoiles plus massives, permettant une accélération plus longue durant la PMS. Encore une fois, ceci suggère que l’enveloppe convective et le coeur radiatif sont bien découplés et que seule l’enveloppe est freinée pendant qu’au même instant le coeur continue d’accélérer en direction de la ZAMS (cf. figure 3.6(c)). De ce fait, un fort taux de rotation différentielle se développe naturellement entre ces deux régions stellaires. À 500 Myr, i.e., au début de la phase d’évolution sur la séquence principale, ce taux atteint une valeur maximale de  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 3$  (cf. Fig. 3.7(c)). En revanche, la redistribution du moment cinétique durant cette phase ne permet pas de compenser les pertes de moment cinétique de surface.

Dans le cas des rotateurs modérés, la faible diminution de vitesse de rotation observée autour de 100 Myr dans les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$  n’est ici pas présente. Ceci est clairement mis en évidence dans la figure 3.7(c) (*Panneau du bas*) avec l’absence de “plateau” dans l’évolution du temps caractéristique de freinage.

Finalement, pour les rotateurs lents une période de rotation initiale et une durée de vie du disque, respectivement de 8 jours et 6 Myr, ont été choisies pour reproduire l’évolution rotationnelle PMS et l’amas h Per à 13 Myr ( $\Omega_* \leq 5 \Omega_{\odot}$ ). Un temps de couplage encore plus long de 500 Myr est utilisé pour reproduire les amas de la ZAMS à  $\approx 150$  Myr (i.e. Pleiades, M50, et NGC 2516). Même avec un temps de couplage aussi long, les vitesses de rotation modérées durant cette phase ( $\Omega_* \approx 6 \Omega_{\odot}$ ) sont assez bien reproduites. Du fait de ce long temps de couplage, un grand taux de rotation différentielle s’instaure entre le coeur et l’enveloppe, atteignant un maximum de  $\Delta\Omega/\Omega \simeq 3$  à 500 Myr (cf. Fig. 3.7(c)). Comme dans le cas des rotateurs médians, ceci suggère que l’enveloppe est freinée alors que le coeur est toujours en phase de contraction en direction de la ZAMS (cf. Fig. 3.6(c)). Le transfert de moment cinétique du coeur vers l’enveloppe durant le début de la séquence principale semble ici légèrement compenser les pertes de moment cinétique. Ceci est montré dans la figure 3.7(c) (*Panneau du bas*) et la figure 3.6(c) où un court “plateau” à  $\approx 400$  Myr peut être identifié dans l’évolution

du temps caractéristique de freinage et du taux de rotation.

La principale différence des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  comparée à celles de  $0.8 M_{\odot}$  et  $1 M_{\odot}$  réside dans leurs durées caractéristiques de freinage globalement plus importantes. Ce type d'étoiles de plus faible masse a en effet besoin d'être freiné plus fortement et sur des durées plus longues que les deux autres masses, notamment à cause leur enveloppe convective plus grande (voir Section 3.3).

Les rotateurs lents, médians et rapides convergent finalement en direction de la même vitesse de rotation à environ 3 Gyr. À l'âge du Soleil ces modèles arborent une rotation presque solide. L'évolution de la vitesse de rotation des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  est elle aussi en accord avec la distribution de périodes de rotation des étoiles du champ provenant de McQuillan et al. (2013).

### 3.2.2.2 Évolution de la rotation différentielle

Le taux de rotation différentielle est défini par  $\Delta\Omega/\Omega_{conv}$  avec  $\Delta\Omega = \Omega_{coeur} - \Omega_{env}$ . Cette quantité traduit les contraintes de cisaillement s'appliquant à la tachocline et ayant vraisemblablement un impact sur le transport des éléments légers dans l'intérieur stellaire.

La figure 3.7 (*Panneau du haut*) montre l'évolution du taux de rotation différentielle en fonction du temps des trois types de rotateurs rapides pour les trois bins de masse considérés ici.

Pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$ , les gyrotracks suivent trois évolutions différentes. Les rotateurs lents et médians semblent presque présenter la même forme, avec une rapide augmentation de  $\Delta\Omega/\Omega_{conv}$  à la ZAMS (i.e. 40 et 80 Myr pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$ ) et une lente diminution durant la séquence principale. Les deux modèles ont néanmoins deux valeurs maximales différentes de taux de rotation différentielle. Les rotateurs lents atteignent  $\Delta\Omega/\Omega_{conv} \approx 2$  alors que les rotateurs médians possèdent un taux plus important de  $\Delta\Omega/\Omega_{conv} \approx 3$ . Cet effet est dû aux différences de temps de couplage utilisés pour ces deux types de rotateurs. Les rotateurs rapides ont notamment une rotation plus proche d'une rotation solide que les rotateurs modérés qui eux possèdent un fort découplage coeur/enveloppe. De ce fait, la vitesse de rotation des parties externes des rotateurs modérés sera plus facilement réduite par le freinage et un plus fort taux de rotation différentielle se développera en leur sein.

Dans le cas des rotateurs rapides, l'évolution de la rotation différentielle est très différente. Celle-ci présente deux maximums locaux : l'un près de la ZAMS (correspondant plus ou moins avec le maximum des rotateurs lents et médians) et l'autre, plus important, à 200 et 300 Myr ( $>$  ZAMS) respectivement pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$ . Le premier maximum apparaît lorsque la structure stellaire se stabilise, i.e., lorsque les rayons de l'étoile et de son coeur deviennent approximativement constants ( $\approx 30$  Myr pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $\approx 60$  Myr pour les étoiles de  $0.8 M_{\odot}$ , voir figure 2.4). À cet instant le couple de contraction n'est plus assez efficace et l'enveloppe, à cause de sa vitesse de rotation élevée, commence à être fortement freinée alors que le coeur continue d'être en rotation rapide. En conséquence, un faible taux de rotation différentielle se développe entre le coeur et l'enveloppe. Le deuxième maximum est produit par la grande différence

de vitesse de rotation entre le coeur et l’enveloppe apparaissant durant le début de la séquence principale. Comme l’enveloppe est freinée par les vents stellaires et que le coeur reste en rotation rapide, le contraste de vitesse de rotation entre les deux zones augmente rapidement. Lorsque la surface stellaire atteint une “faible” vitesse de rotation ( $\approx 20 \Omega_{\odot}$  et  $\approx 10 \Omega_{\odot}$  respectivement pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $0.8 M_{\odot}$ ) un fort taux de rotation différentielle s’établit entre le coeur et l’enveloppe. De plus, le maximum des contraintes de cisaillement des rotateurs lents/médians est systématiquement atteint avant celui des rotateurs rapides (40-200 Myr pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$ , 90-400 Myr pour les étoiles  $0.8 M_{\odot}$ , et 0.5-1.3 Gyr pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ ).

En raison des temps de couplage plus longs utilisés pour les rotateurs lents/médians (voir la Table 3.4), les taux de rotation différentielle de ces modèles sont en général plus importants que ceux des rotateurs rapides. Cependant, pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$ , le  $\Delta\Omega/\Omega_{conv}$  des rotateurs rapides dépasse, à leur maximum, le taux de rotation différentielle des rotateurs lents.

Inversement, pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ , les rotateurs lents et médians semblent presque suivre la même évolution. Les rotateurs lents atteignent néanmoins une valeur de rotation différentielle légèrement plus faible comparé au cas médian. Les rotateurs rapides montrent ici une évolution relativement simple, avec une lente augmentation de  $\Delta\Omega/\Omega_{conv}$  entre 100 Myr et 1.5 Gyr suivi par une très forte décroissance.

La figure 3.7 montre que le taux de rotation différentielle culmine à des âges plus vieux pour les faibles masses en dépit de temps de couplage plus long. Le maximum de taux de rotation différentielle est atteint à 40, 90, et 500 Myr, respectivement, pour des étoiles de  $1$ ,  $0.8$ , et  $0.5 M_{\odot}$ . Avec des temps de couplage aussi long pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  (i.e. 150-500 Myr), on s’attend à ce qu’un fort niveau de rotation différentielle se développe avant même que ces étoiles n’atteignent la ZAMS. En effet, du fait de ce fort découplage, la quantité de moment cinétique transférée du coeur vers l’enveloppe entre la fin de la PMS et le début de la séquence principale est assez faible. Étant donné que l’enveloppe est ici freinée par les vents stellaires et que le coeur est toujours en phase de contraction, un fort taux de rotation différentielle doit s’établir dans l’intérieur de ce type d’étoiles. Néanmoins, la figure 3.7(c) montre que  $\Delta\Omega/\Omega_{conv} \approx 1$  ( $\Delta\Omega/\Omega_{conv} = 0$  est équivalent à une rotation solide) pour les rotateurs lents/médians à 150 Myr.

Ce comportement s’explique d’une part car la structure stellaire se stabilise à des âges plus avancés pour les étoiles de plus faible masse, i.e., à 40, 80, et 150 Myr, respectivement, pour  $1 M_{\odot}$ ,  $0.8 M_{\odot}$ , et  $0.5 M_{\odot}$ . Pour les étoiles de plus faible masse la rotation différentielle se développera naturellement plus tard puisqu’elles accéléreront pendant des durées plus longues. Comme le montre la figure 2.4, les paramètres stellaires deviennent approximativement constants à trois âges distincts.

Cette figure montre également que la taille et la masse du coeur radiatif sont très fortement dépendants de la masse. Alors que le coeur des étoiles de  $1 M_{\odot}$  représente plus de 70% de l’étoile, cette fraction tombe à 60% pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ . Ceci a un important impact sur la quantité de moment cinétique que le

coeur pourra stocker durant la fin de la PMS. En effet, la fraction du moment d’inertie du coeur décroît de 90% pour une étoile de  $1 M_{\odot}$  à 45% pour une étoile de  $0.5 M_{\odot}$ . Finalement, du fait de la petite taille de coeur et de la faible quantité de moment d’inertie qu’il peut contenir, le transfert de moment cinétique entre le coeur et l’enveloppe sera très fortement réduit durant le début de la séquence principale (voir la section 3.3 pour plus de détails sur le transfert de moment cinétique dans l’intérieur stellaire).

## 3.3 Discussion et implications physiques

Grâce aux mesures de périodes de rotation de plus de 5000 étoiles appartenant à de jeunes zones de formation stellaire et amas ouverts nous sommes maintenant capable d’entièrement contraindre l’évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse entre la ligne de naissance ( $\approx 1 Myr$ ) et l’âge du Soleil.

La combinaison entre interaction étoile/disque, freinage par le vent et découplage coeur/enveloppe contrôle entièrement l’évolution rotationnelle des étoiles de faible masse. Dans cette partie nous discutons de la dépendance en masse des processus et paramètres contrôlant l’évolution du moment cinétique, ainsi que de leur impact sur l’évolution rotationnelle de ces étoiles. Étudier l’évolution de ces quantités en fonction des paramètres stellaires (vitesse de rotation, taille de la zone convective, masse) est fondamental pour comprendre les mécanismes s’appliquant sur la surface (interaction étoile/disque et freinage par le vent) et dans l’intérieur stellaire (redistribution du moment cinétique).

### 3.3.1 Conditions initiales et régulation par le disque

Le mécanisme de freinage ou “blocage” de la vitesse de rotation par le disque (*disk locking* en anglais) semble être requis par les modèles pour reproduire les larges distributions de périodes de rotation à la ZAMS. Le terme “blocage par le disque” n’est ici pas vraiment adapté puisque l’interaction étoile/disque ne bloque pas, strictement parlant, la rotation des étoiles. Cette interaction résulte de la compétition entre la contraction stellaire, l’accrétion de matériel et d’énergie provenant du disque, et le couplage magnétique entre l’étoile et ce dernier (Matt et al. 2010; Gallet & Zanni in prep.). Il est facilement imaginable qu’un équilibre entre ces différents mécanismes complexes soit très dur à produire. Néanmoins, la *forme* des trajets rotationnels est dans une certaine mesure fixée par la vitesse de rotation atteinte par les étoiles à la fin de cette interaction. Cela signifie alors que quelque soit l’évolution sur le début de la PMS, l’évolution rotationnelle globale sera partiellement déterminée par la vitesse de rotation atteinte à  $\tau_{disque}$ , i.e., lors de la dissipation du disque. Comme les incertitudes sur l’âge des jeunes zone de formation stellaire est du même ordre que leur âge (Bell et al. 2013), une vitesse de rotation constante semble être une bonne approximation pour reproduire les observations.

La paramétrisation du couple ( $P_{init}, \tau_{disque}$ ) est cruciale pour reproduire la grande dispersion rotationnelle observée à la ZAMS. Il existe une dégénérescence

entre ces deux paramètres qui est levée en utilisant les plus jeunes zones de formation stellaire de notre échantillon. Ces deux quantités sont à priori indépendantes l'une de l'autre. Nous devons néanmoins faire l'hypothèse, comme suggéré par Gallet & Bouvier (2013), que  $P_{init}$  et  $\tau_{disque}$  sont au contraire interdépendantes pour reproduire les observations. Le couple  $(P_{init}, \tau_{disque})$  est alors fixé par les observations et ce choix ne peut être fait d'une manière aléatoire puisque une certaine valeur de  $P_{init}$  contraindra la valeur de la durée de vie du disque. Cette interdépendance semble s'observer pour les trois bins de masse. En effet, il existe une tendance pour les rotateurs lents et médians d'avoir des durées de vie de disque plus longues que celles des rotateurs rapides. En effet, les rotateurs rapides doivent dissiper leur disque plus tôt sur la PMS, dans le but d'atteindre des vitesses de rotation plus importantes sur la ZAMS (cf. figure 3.1). En revanche, les rotateurs lents ont besoin d'être plus efficacement freinés, par le biais d'une interaction étoile/disque plus longue, durant le début de la PMS. Il est possible que cette tendance soit le résultat de différentes configurations physiques, d'une étoile à une autre, durant la phase enfouie. Celles-ci pourraient alors être à l'origine de la dispersion initiale du moment cinétique observée dans les jeunes amas de notre échantillon.

La période rotation initiale des trois centiles est fixée par les plus jeunes zones de formation stellaire : Orion Nebulae Cluster et NGC 6530 à 1-2 Myr (voir Fig. 1.11). Ces amas possèdent une très grande dispersion initiale résultant probablement d'interactions environnementales durant la phase enfouie. Dans ces modèles nous avons fixé la rotation initiale pour reproduire les trois centiles de ces deux amas. Celle-ci apparaît être presque constante d'une masse à une autre (voir la Table 3.4). Cela suggère alors que les processus physiques responsables de la dispersion initiale du moment cinétique ne possèdent pas de forte dépendance en masse.

Pour les trois masses et modèles de rotateur la durée de vie du disque est contenue entre 2 et 7 Myr. Ces valeurs sont en accords avec les observations. En effet, de récentes mesures d'excès infrarouge et de taux d'accrétion indiquent que presque toutes les étoiles naissent avec un disque. La figure 3.8 montre qu'à 3 Myr la probabilité pour une étoile de toujours avoir un disque tombe à 50%. À 10 Myr, seule une faible proportion d'entre elles possèdent encore un disque (e.g., Hernández et al. 2008; Wyatt 2008; Williams & Cieza 2011; Bell et al. 2013). Ceci suggère alors que la durée de vie du disque doit être inférieure à  $\pm 10$  Myr. Cette durée de vie ne semble ici pas dépendre de la masse, confirmant ainsi les récentes observations de la présence de disques autour de naines brunes âgées d'environ 10 Myr. Ce type d'étoiles semble également posséder une coupure, dans la durée de vie de leur disque, autours de 10 Myr (voir Lada et al. 2000; Rodríguez-Ledesma et al. 2010, ainsi que leurs références).

Comme suggéré par Gallet & Bouvier (2013), une interprétation possible de ce comportement est que les rotateurs les plus lents possèdent des disques protostellaires plus massifs se dissipant sur des temps plus long durant la PMS. La période de rotation initiale pourrait alors partiellement découler de l'interaction étoile/disque durant la phase enfouie, où la surface protostellaire serait plus effica-



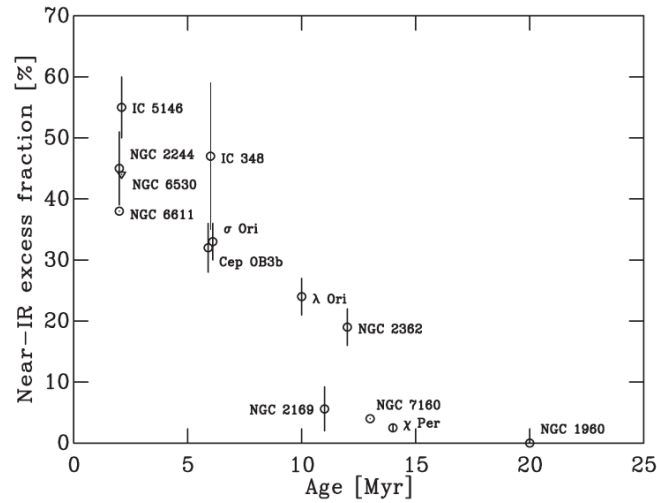


FIGURE 3.8 – Fraction des étoiles de type spectral K et tardifs possédant un excès d’émission en proche infrarouge produit par le disque en fonction du temps. Crédit Bell et al. (2013).

cement freinée par ce disque plus massif (e.g., Ferreira et al. 2000). Ceci pourrait expliquer pourquoi nous devons considérer que la période de rotation initiale et la durée de vie du disque sont couplées à la place d’être indépendants.

Ceci n’est bien évidemment qu’un scénario qualitatif. Plus de données observationnelles concernant la période de rotation des étoiles de faible masse et la masse de leurs disques dans la phase enfouie sont nécessaires pour analyser cette hypothèse avec plus de détails.

### 3.3.2 Contenu en moment cinétique : découplage coeur enveloppe

La *forme* des gyrotracks change entre les modèles de rotateurs lent et rapide. Elle est principalement dictée par l’équilibre entre le couple de freinage et la redistribution interne du moment cinétique.

Un modèle 1-zone en rotation solide (uniforme) ne peut entièrement rendre compte des observations, plus particulièrement pour les jeunes amas de la séquence principale (e.g. les Hyades). Comme nous l’avons montré plus tôt, un profil de rotation interne doit se développer des suites de perte de moment cinétique. Dans ce modèle, nous utilisons un modèle 2-zone consistant en un coeur radiatif et une enveloppe convective, tout deux en rotation uniforme mais possédant deux vitesses de rotation distinctes. Le découplage coeur/enveloppe implique une discontinuité des vitesses de rotation à la tachocline, du moins avant la convergence. Il faut alors considérer cette hypothèse comme une approximation simplifiée d’un profil de rotation plus complexe (e.g., Spada et al. 2010; Denissenkov et al. 2010; Brun et al. 2011; Turck-Chieze et al. 2011; Lagarde et al. 2012). Comme décrit dans le chapitre 1 nous considérons que le transport du moment cinétique tend à recoupler

le coeur et l’enveloppe. La paramètre principale pour ce recouplage est le temps caractéristique  $\tau_{c-e}$ . Ce dernier dépend à priori de la rotation différentielle entre le coeur et l’enveloppe (voir Spada et al. 2011, et l’équation 2.38). Nous considérons cependant, pour un modèle donné, un temps de couplage constant tout au long de l’évolution. Le processus physique contrôlant le transport interne du moment cinétique est alors caractérisé par son efficacité  $\tau_{c-e}^{-1}$ .

Le découplage coeur/enveloppe est principalement responsable des différences entre les rotateurs lents et rapides présentées dans la section précédente. Son impact sur la *forme* des gyrotracks a été mis en évidence dans la figure 3.2. Une faible valeur de  $\tau_{c-e}$  implique des vitesses de rotation relativement importante sur la ZAMS et un rapide freinage sur la séquence principal dû à la dépendance de la loi de freinage sur la vitesse de rotation. À l’inverse, un long temps de couplage produira des vitesses de rotation modérées sur la ZAMS et un freinage bien moins important. Les principales différences entre les rotateurs lents/médians et rapides proviennent notamment de l’utilisation de temps de couplage différents. On retrouve ce comportement pour les trois masses considérées dans cette étude.

En raison de ce découplage, le coeur reste en rotation rapide alors que l’enveloppe est freinée par les vents stellaires. En conséquence, une grande partie du moment cinétique total est stockée dans le coeur radiatif. Celui-ci est par la suite échangé en direction de l’enveloppe durant le début de la séquence principale. Cet effet est mis en évidence dans les figures 3.6(a) et 3.6(b) où les rotateurs lents et médians arborent un plateau autour de 100 Myr qui est causé par cette échange de moment cinétique. Dans certains modèles, il compense presque les pertes de moment cinétique induites par le vent stellaire et explique pourquoi les étoiles ne suivent pas la relation empirique de Skumanich (1972) avant que le recouplage ne se soit produit.

Le temps de couplage  $\tau_{c-e}$  obtenu avec notre modèle augmente vers les masses décroissantes (voir Table 3.1). Ce résultat est en accord avec ceux de Irwin et al. (2007) et Denissenkov et al. (2010). Ces derniers trouvent, respectivement, un temps de couplage  $\tau_{c-e} = 500$  et  $55 \pm 25$  Myr pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$  et  $\tau_{c-e} = 1Gyr$  et  $175 \pm 25$  Myr pour les étoiles de  $0.8 M_{\odot}$ . Les temps de couplage des rotateurs lents et médians sont également ici systématiquement plus longs que ceux des rotateurs rapides (voir 3.10). Ceci suggère que le mécanisme responsable du transport interne de moment cinétique doit varier en fonction de la masse mais aussi en fonction de la vitesse de rotation.

La figure 3.9 montre l’évolution du taux de transport de moment cinétique  $\Delta J/\tau_{c-e}$  en fonction du temps pour les trois types de rotateur et bins de masse. Le taux de transport des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  est deux ordres de grandeurs plus faible que celui d’une étoile de  $1 M_{\odot}$  alors que le temps de couplage tombe respectivement de  $\approx 300$  Myr à  $\approx 30$  Myr pour une étoile de  $0.5$  et  $1 M_{\odot}$ . Ceci explique alors pourquoi il n’y a pas de “plateau” dans les gyrotracks des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  : le faible taux de transport de moment cinétique des ces étoiles n’est pas assez efficace pour contrecarrer le couple de freinage des vents stellaires sur le début de la séquence principale.

Une autre approche pour étudier les échanges de moment cinétique entre le

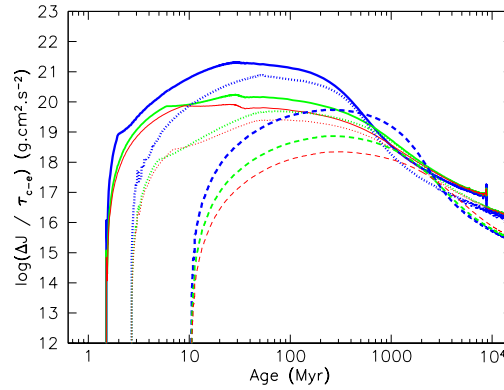


FIGURE 3.9 – Taux de transport du moment cinétique en fonction du temps pour les trois types de rotateurs : lent (rouge), médian (vert), et rapide (bleu). Les trois bins de masse sont représentés respectivement en solide, pointillé, et tiret pour  $1 M_{\odot}$ ,  $0.8 M_{\odot}$ , et  $0.5 M_{\odot}$ .

coeur et l’enveloppe est d’étudier les effets visqueux impliqués dans les mécanismes de transport de moment cinétique. En supposant une viscosité  $\nu$  constante au cours du temps et pour tous rayons de l’étoile, Denissenkov et al. (2010) établissent une correspondance approximative entre la viscosité  $\nu$  et le temps caractéristique de couplage coeur/enveloppe  $\tau_{c-e}$ . Cette conversion peut s’exprimer comme

$$\tau_{c-e} = 6.3 \times 10^{20} \nu^{-1.208}, \quad (3.1)$$

avec  $\nu$  en  $cm^2/s$ . Comme le temps caractéristique associé au transport du moment cinétique dans l’intérieur stellaire peut être lié à  $\nu$  (Heger et al. 2000)

$$\tau_{c-e} = l^2/\nu \quad (3.2)$$

où  $l$  est la distance caractéristique des courants de redistribution du moment cinétique, la constante  $6.3 \times 10^{20}$  peut être associée à la distance  $l^2$ . Dans notre modèle 2-zone, le moment cinétique est redistribué sur la totalité de l’étoile, i.e., sur une distance  $R_*$ . De ce fait,  $l$  devrait en quelque sorte être de l’ordre de la taille du rayon stellaire. En utilisant la conversion ci-dessus nous trouvons que  $l = 2.51 \times 10^{10}$  cm ; 15 – 40%  $R_*$ , pour une étoile de  $1 M_{\odot}$ . Cela suggère qu’une approche turbulente hydrodynamique (Krishnamurthi et al. 1997; Denissenkov & Pinsonneault 2007; Denissenkov et al. 2010) et notre modèle 2-zone (MacGregor & Brenner 1991), ne présupposant pas la nature du transport interne de moment cinétique, sont plus ou moins deux approches de modélisation équivalentes.

Grâce à la mission *Kepler*, qui sonde l’intérieur stellaire pour en extraire des informations sur la rotation interne des étoiles en interprétant la séparation des modes de propagation des ondes, nous sommes capable d’étudier les processus de transport de moment cinétique dans l’intérieur des sous-géantes et géantes rouges. De ce fait, nous avons maintenant accès à de très fortes contraintes observationnelles sur les profils de rotation interne des étoiles. Les observations asterosismologiques montrent que les processus physiques classiques seuls (i.e. circulation méridional et instabilité de cisaillement) ne peuvent produire un couplage interne

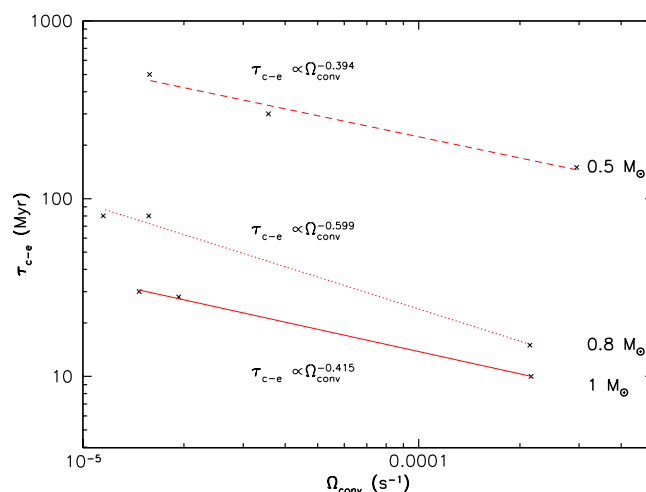


FIGURE 3.10 – Temps de couplage en fonction de la vitesse de rotation de l’enveloppe à la ZAMS. Les trois bins de masse sont représentés respectivement en solide, pointillé et tiret pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$ ,  $0.8 M_{\odot}$ , et  $0.5 M_{\odot}$ . Les croix noires sont les valeurs des temps de couplages obtenues à partir de nos modélisations et la ligne rouge représente un ajustement en loi de puissance des données.

du moment cinétique suffisant pour reproduire les observations. Un mécanisme additionnel pour le transport du moment cinétique est alors requis durant la phase post-séquence principale. En utilisant une approche diffusivo décrite par une viscosité constante, Eggenberger et al. (2012b) a montré que pour la géante rouge KIC 8366239 une viscosité  $\nu = 3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  est nécessaire pour le transport interne du moment cinétique. En utilisant la conversion dérivée de Denissenkov et al. (2010), cette viscosité se traduit par un temps de couplage de 78 Myr. Cette valeur est en accord avec les valeurs obtenues avec nos modèles, ce qui suggère que les modèles 2-zone utilisés durant la PMS et la séquence principale et l’approche visqueuse de la post-séquence principale peuvent peut-être être décrites par un seul est même mécanisme.

Le temps de couplage est finalement très dur à estimer à partir de calculs analytiques et de simulations numériques. Dans des simulations numériques tel que le modèle STAREVOL (Siess et al. 2000), le temps caractéristique de la redistribution interne du moment cinétique peut être relié à des mécanismes physiques tels que la circulation méridional ou la diffusivité thermique. Pour ces processus, le temps de couplage varie de quelques 100 Myr à quelques milliards d’années. Pour les ondes internes de gravité, le temps de couplage associé est par exemple de 10 Myr (Zahn et al. 1997).

Nous avons également comparé le temps de couplage dérivé par Oglethorpe & Garaud (2013) avec nos valeurs. Avec leur équation analytique (c.f. équation 2.39), et en utilisant les valeurs des paramètres de leur modèle de référence, ils prédisent un temps de couplage moyen de  $\bar{\tau}_{c-e} = 0.34 \text{ Myr}$  pour les étoiles de  $1 M_{\odot}$ . Pour les étoiles de  $0.8$  and  $0.5 M_{\odot}$  nous avons utilisé les valeurs de densité, de fréquence de Brunt-Väisälä, et de diffusivité thermique fournies par le modèle

TABLE 3.5 – Ratio de la figure 3.10.

Masse ( $M_{\odot}$ )	Ratio moyen $\tau_{c-e}$	Ratio $R_{\text{coeur};ZAMS}^2$
1 - 0.8	0.56	0.56
0.8 - 0.5	0.11	0.35
1 - 0.5	0.06	0.20

STAREVOL (Siess et al. 2000). L’expression analytique de Oglethorpe & Garaud (2013) donne respectivement  $\bar{\tau}_{c-e} = 274$  Myr et  $\bar{\tau}_{c-e} = 18$  Gyr pour les étoiles de 0.8 et 0.5  $M_{\odot}$ . Ces valeurs ne correspondent pas aux valeurs de temps de couplage déduites de nos modèles paramétriques. Cependant, les temps de couplages prédits augmentent en direction des plus faibles masses. Il est intéressant de remarquer que l’expression analytique fourni par Oglethorpe & Garaud (2013) n’est valide que pour les étoiles de type solaire. Ici, pour étendre leur expression aux plus faibles masses, nous supposons la même épaisseur de tachocline pour les trois différentes masses. Cette hypothèse n’est nécessairement pas réaliste.

La figure 3.10 montre l’évolution du temps de couplage provenant de nos modèles en fonction de la vitesse de rotation de surface de nos trois bins de masse. Un ajustement en loi de puissance est présent sur la figure pour chaque masse. L’indice de cette loi varie entre -0.599 et -0.394. Quantitativement ce résultat est en désaccord avec la dépendance sur la vitesse de rotation de surface de l’expression analytique du temps de coupage fournit par Oglethorpe & Garaud (2013, voir équation 2.39). Néanmoins, si la dépendance de cette expressions analytique est valide, alors le rapport des trois courbes de la figure 3.10 doit être du même ordre de grandeur que le rapport du rayon du coeur au carré (i.e.  $\tau_{c-e;1M_{\odot}}/\tau_{c-e;0.8M_{\odot}} \approx R_{\text{coeur};0.8M_{\odot}}^2/R_{\text{coeur};1M_{\odot}}^2$ , idem entre 0.8 et 0.5  $M_{\odot}$ ). Nous trouvons alors que ces rapports sont au final en assez bon accord (voir Table 3.5). Ceci suggère que les décalages entre les trois courbes sont principalement dues à la variation du rayon du coeur d’un bin de masse à l’autre.

Une rotation différentielle interne se développe donc durant la PMS et culmine sur la ZAMS et le début de la séquence principale. La plupart du moment cinétique stellaire est alors *caché* dans le coeur radiatif notamment durant la phase d’évolution séquence principale. Ce quantité peut être jusqu’à trois fois plus grand que ce que suggèreraient les observations de taux de rotation de surface pour les rotateurs lents comme pour les rapides. En somme, la vitesse de rotation de surface ne représente pas un bon estimateur du moment cinétique stellaire total, du moins tant que la convergence rotationnelle n’est pas accomplie. De ce fait, les relations liant moment cinétique-âge et moment cinétique-masse doivent, au final, être utilisées avec prudence.

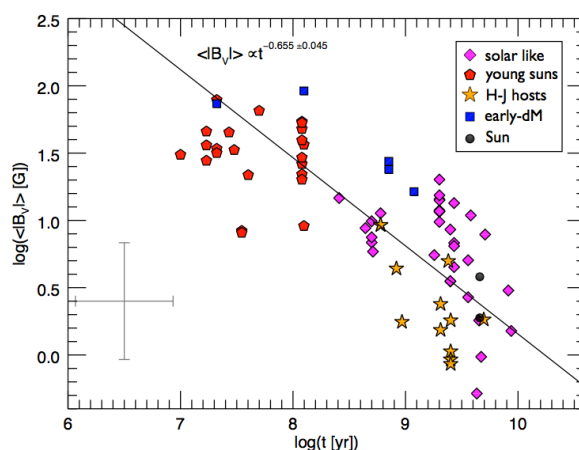


FIGURE 3.11 – Évolution de l’intensité du champ magnétique en fonction du temps. Crédit Vidotto et al. (2014a)

### 3.3.3 Dynamo stellaire et champ magnétique : paramètre $K_1$

Comme montré dans la section 3.2.2, le freinage par le vent stellaire a également un très fort impact sur la *forme* des gyrotracks, le taux de rotation différentielle, et la vitesse de rotation. La loi de freinage utilisée est alors un paramètre crucial des modèles d’évolution du moment cinétique. Dans le modèle présenté ici, nous avons combiné le résultats des récentes simulations numériques de Matt et al. (2012a) et Cranmer & Saar (2011) pour obtenir les propriétés principales des vents d’étoile de faible masse tels que l’évolution du rayon d’Alfvén, du taux de perte de masse et des pertes de moment cinétique.

Cette nouvelle loi de freinage contraste avec la prescription bien connue de Kawaler (1988) utilisée dans presque tous les modèles dédié à l’étude de l’évolution du moment cinétique (e.g., Bouvier 2008; Irwin & Bouvier 2009; Denissenkov et al. 2010; Spada et al. 2011) mais aussi avec la version modifiée de Kawaler proposée par Reiners & Mohanty (2012). Une comparaison de ces lois de freinage est présentée dans la Section 5.2 de Gallet & Bouvier (2013).

Il est généralement admis que les effets de dynamo stellaire génèrent le champ magnétique des étoiles de faible masse. Certaines de leurs propriétés, notamment leur intensité, dépendent du gradient de vitesse à l’interface coeur/enveloppe (la rotation différentielle). Comme nous l’avons vu plus haut, les rotateurs lents et rapides développent différents taux de rotation différentielle durant la plus grande partie de leur évolution. La question est alors de savoir si ces rotateurs ont des mécanismes de dynamo magnétique distincts. Et surtout, est-ce que cette différence peut au moins expliquer la dispersion des mesures d’intensité de champ magnétique que l’on observe dans la figure 3.11 à un âge donné pour les étoiles de type solaire et celles moins massives ?

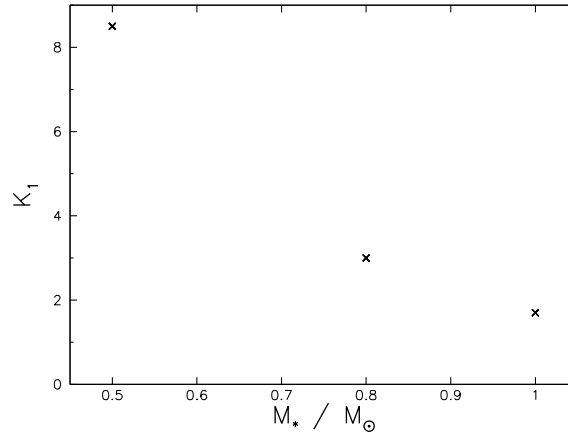


FIGURE 3.12 – Évolution de  $K_1$  en fonction de la masse stellaire.

### Dépendance de la loi de freinage sur la topologie du champ magnétique et de la masse des étoiles

Dans la prescription de Matt et al. (2012a) la masse est prise en compte au travers du facteur  $v_{esc}$  qui est la vitesse de libération gravitationnelle et également via le rayon stellaire dont l'évolution en fonction du temps va dépendra du régime de masse considérée (voir figure 2.4).

Bien que cette description n'ait été dérivée que pour les étoiles de type solaire, elle peut être utilisée pour des étoiles de masse diverse dans la mesure où celles-ci possèdent les bons *ingrédients*, i.e, un vent stellaire ionisé couplé à un champ magnétique dominé par sa composante dipolaire. Il est néanmoins possible que cette prescription ne soit pas applicable pour certaines étoiles possédant une masse (ou même une vitesse de rotation) trop différente d'une étoile de masse solaire. Elle semble tout de même applicable aux étoiles en dessous de  $1 M_\odot$ .

Cette expression analytique est pour le moment la description la plus physique qui existe dans la littérature concernant les étoiles de faible masse. Pour estimer les pertes de moment cinétique nous devons simplement spécifier le taux de rotation, la masse et le rayon de l'étoile, le taux de perte de masse et l'intensité du champ magnétique.

Dans Matt et al. (2012a) le taux de rotation est intégré via les effets centrifuges (i.e. le facteur  $\Omega_*^2 R_*^2$ ) contrôlés par le paramètre  $K_2$ . Ici, seul un champ magnétique dipolaire est considéré. L'impact d'une autre topologie magnétique a été étudié dans la précédente étude de Matt & Pudritz (2008a) où un champ quadrupolaire a été utilisé. Le principal effet de passer d'une topologie dipolaire à un champ magnétique quadrupolaire est de réduire le couple de freinage magnétique induit par les vents stellaires.

Le paramètre  $K_1$  ne dépend donc, à priori, pas des caractéristiques stellaires autre que la topologie du champ magnétique. En effet, parmi les 50 simulations réalisées par Matt et al. (2012a), où différentes configurations stellaires ont été prises ( $M_*$ ,  $R_*$  et  $v_{esc}$ ), l'évolution du rayon d'Alfvén  $r_A$  peut très bien s'ajuster en utilisant une seule valeur pour les paramètres  $K_1$ ,  $K_2$  et  $m$ .

Les prédictions de taux de perte de masse et d'intensité de champ magnétique fournis par Cranmer & Saar (2011) intègrent eux aussi une dépendance sur les caractéristiques stellaires principales à travers  $M_*$  et,  $T_{eff}$  et  $g$ .

Alors que le l'intensité du champ magnétique  $B_*$  est directement exprimée en fonction du champ magnétique  $B_{eq}$  à l'équilibre thermique avec la photosphère de l'étoile, donc ne dépendant que de la température effective  $T_{eff}$  et de la densité photosphérique  $\rho_*$ , le facteur de remplissage  $f_*$ , lui, dépend très fortement de la vitesse de rotation de surface des étoiles. En effet,  $f_*$  est exprimé en fonction du nombre de Rossby  $Ro$  exprimé en fonction de la période de rotation  $P_{rot}$  et du temps de retournement convectif  $\tau_{conv}$ , qui est une simple expression de la température effective et donc de la masse stellaire.

La dépendance de  $B_*$  sur la période de rotation est très faible comme le montrent les résultats de Saar (1996, 2001), si bien qu'il existe une proportionnalité entre  $B_*$  et  $B_{eq}$ .

Pour résumer :  $B_*$  va dépendre de la masse via la température effective (car elle décroît vers les faibles masses) tout en étant presque indépendant de la rotation, et  $f_*$  va également dépendre de la masse, au travers de la dépendance en température effective du temps de retournement convectif, mais aussi de la rotation par la définition du nombre de Rossby. À noter que le fait d'exprimer le facteur de remplissage en fonction du nombre de Rossby permet directement de l'étendre aux plus faibles masses.

Le taux de perte de masse dépend principalement du rayon et de la luminosité stellaire, de la quantité  $F_{A,*}$  et du facteur de remplissage  $f_*$ . Ces deux derniers paramètres peuvent s'exprimer en fonction de la température effective, de la gravité (pour  $F_{A,*}$ ) et de la rotation (pour  $f_*$ ). Ces dépendances ont déjà été explicitées dans le chapitre 2.

Finalement, on s'attend donc en principe que  $K_1$  soit le même pour toutes les masses.

### Réévaluation du paramètre $K_1$ pour chaque masse

Les pertes de moment cinétique produites par notre loi de freinage dépendent fortement du facteur de normalisation que nous utilisons :  $K_1$ . Ce paramètre est essentiel puisqu'il contrôle l'efficacité du freinage par le vent stellaire, qui est le seul mécanisme en jeu entre la fin de la PMS et la séquence principale.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, pour reproduire les observations, les modèles requièrent que le paramètre  $K_1$  soit ré-estimé pour chaque masse, i.e., 1.7, 3.0 et 8.5 respectivement pour 1, 0.8 et 0.5  $M_\odot$ . La figure 3.12 montre l'évolution de  $K_1$  en fonction de la masse. En utilisant des valeurs plus grandes pour les faibles masses, cette réévaluation implique des taux de perte de moment cinétique comparables, pour les trois bins de masse, dans le régime non-saturé (c.f. figure 2.10). Dans le régime saturé (i.e.  $\Omega_* > 2 \Omega_\odot$  pour les étoiles de 0.5  $M_\odot$ ) l'augmentation de  $K_1$  va avoir comme effet de réduire les différences, se développant naturellement, de taux de perte de moment cinétique entre les trois modèles. En effet, les étoiles de plus faible masse possèdent des vitesses de satu-



ration plus modestes, puisque celle ci apparait pour une valeur fixe du nombre de Rossby  $Ro = P_{rot}/\tau_{conv}$  (Saar 1996, 2001; Cranmer & Saar 2011; Reiners & Mohanty 2012, et figure 2.10) et que le temps de retournement convectif  $\tau_{conv}$  (équation 2.23) a tendance à augmenter lorsque la température effective diminue.

Cette augmentation numérique va alors avoir comme effet de produire un couple de freinage “numériquement” plus important, pour les faibles masses, nécessaire pour reproduire les observations (c.f. figures 3.6(c) et 3.6(b)).

La question est de comprendre pourquoi ce paramètre doit être modifié, pour les différentes masses, pour reproduire les observations. Cette renormalisation est soit due à un changement de topologie magnétique qui tend à être de plus en plus dipolaire vers les plus faibles masses et donc relié à une efficacité de couple de freinage plus fort, soit au fait que notre loi de freinage ne prend pas encore correctement en compte la dépendance en masse, surtout via l’estimation du taux de perte de masse de Cranmer & Saar (2011).

Comme le montre la figure 5 de Gregory et al. (2012), l’intensité de la composante dipolaire du champ magnétique augmente fortement en direction des étoiles de faible masse, passant de quelques centaines de Gauss dans les étoiles de  $2 M_{\odot}$  à plusieurs kG pour les étoiles de  $0.7 M_{\odot}$ . Notons ici que ces mesures de champ magnétique ont été réalisées pour des étoiles de type TTauri, donc jeune ( $< 10$  Myr) et active (notamment AA Tau et BP Tau). Gregory et al. (2012) concluent que les étoiles ayant un coeur radiatif relativement important (i.e.  $M_{coeur}/M_* \gtrsim 0.4 M_{\odot}$ ) possèdent des champs magnétiques complexes hautement non-axisymétrique possédant une composante dipolaire faible ( $\approx 100$  G au plus). Au contraire, les étoiles avec un coeur radiatif  $0 < M_{coeur}/M_* \lesssim 0.4$  semblent avoir des topologies de champ magnétique en grande partie axisymétrique mais possédant des composantes multipolaires dominant celle dipolaire. Néanmoins, cette dernière semble atteindre de fortes intensités de l’ordre du kG (entre 0.1 et 1 kG). Cette évolution de topologie du champ magnétique peut alors se traduire en une renormalisation du paramètre  $K_1$ . En effet, comme  $dJ/dt \propto K_1^2 \dot{M}_{vent}^{1-2m}$ , un champ magnétique avec une composante dipolaire plus forte serait associé à des vents stellaires plus puissants et à de plus importantes pertes de moment cinétique.

Nous avons testé la deuxième hypothèse en fixant le paramètre  $K_1$  à 1.7 (valeur pour les étoiles de type solaire, qui est notre modèle de référence) et en étudiant le facteur multiplicatif  $R_{mult}$  qu’il faudrait utiliser sur le taux de perte de masse pour reproduire les observations, i.e., pour reproduire les mêmes trajets rotationnels que ceux présentés dans les figures 3.6(b) et 3.6(c). Nous avons trouvé qu’un facteur  $R_{mult} = 300$  pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  et  $R_{mult} = 8$  pour celles de  $0.8 M_{\odot}$  produit des évolutions rotationnelles identiques aux trajets des figures 3.6(b) et 3.6(c). Ces résultats suggèrent que les modèles que nous utilisons pour estimer le taux de perte de masse des étoiles (i.e. Cranmer & Saar 2011) pourraient ne pas prendre correctement en compte la dépendance en masse et/ou en rayon stellaire. Cette nouvelle valeur de taux de perte de masse pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ , de l’ordre de  $10^{-14} M_{\odot}/an$ , est néanmoins toujours bien inférieure aux  $\dot{M} \approx 7 \times 10^{-12} M_{\odot}/an$  inférés par les modèles de Vidotto et al. (2014b) pour la naine-M GJ 49. Comme le montre la figure 3.13 les nouvelles valeurs de taux de perte de masse, notamment

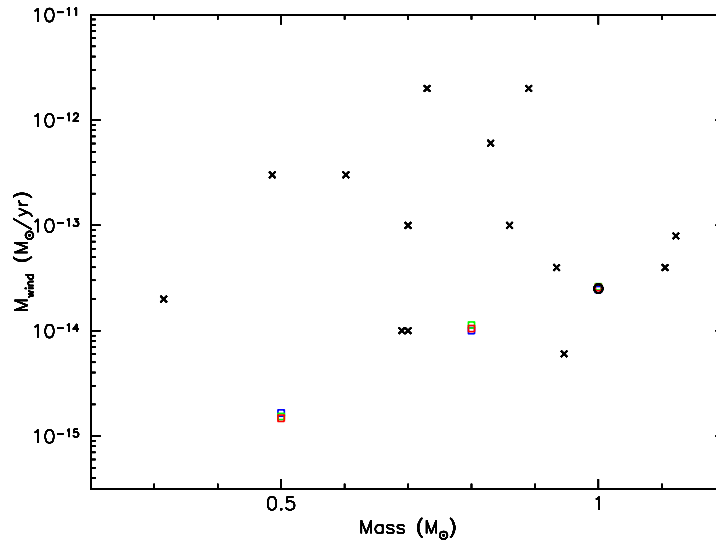


FIGURE 3.13 – Taux de perte de masse en fonction de la masse. Les carrés rouges, verts et bleus représentent les valeurs moyennées, pour des âges  $> 100$  Myr, du taux de perte de masse obtenu avec les modèles de Cranmer & Saar (2011) pour, respectivement, les rotateurs lents, médians et rapides. Les croix inclinées noires sont les taux de perte de masse mesurés (voir table 2 Cranmer & Saar 2011). Le cercle représente  $\dot{M}_{\odot}$ .

pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ , sont globalement plus faibles, d'environ un ordre de grandeur, que les observations. Cette différence de taux de perte de masse pourrait provenir d'éjection de masse coronale ou d'autres sources d'énergie épisodiques apparaissant dans les étoiles de faible masse. Le vent stellaire seul ne serait alors pas suffisant pour rendre compte des observations.

Le champ magnétique, la période de rotation initiale et la durée de vie de disque sont contraints par les observations. Le taux de perte de masse  $\dot{M}$  et l'efficacité de freinage  $K_1$  sont alors les deux seuls paramètres purement numériques. De ce fait, il existe une dégénérescence entre ces deux quantités pouvant être levée en utilisant des contraintes beaucoup plus fine sur les taux de perte de masse. Pour le moment il n'est donc pas encore possible de différencier ces deux explications. Comme les modèles phénoménologiques 1D requièrent des hypothèses de travail très simplifiées concernant les processus physiques utilisés au sein du système étoile/disque, la dépendance en masse de ces mécanismes est naturellement mal pris en compte et seuls des modèles plus sophistiqués pourront ajouter des contraintes fiables sur ces dépendances.

### Temps caractéristique de freinage et vitesse terminale

Les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  atteignent, lors de la convergence, des vitesses de rotation plus faibles (c.f. figure 3.6). Or leur temps caractéristique de freinage semble être plus longs que pour les deux autres masses (c.f. figure 3.7). Ce type d'étoiles apparait donc avoir une extraction de moment cinétique plus grande et donc un

freinage plus efficace (vitesse de rotation plus faible à la convergence que pour les étoiles de 0.8 et 1  $M_{\odot}$ ) et ce sur des durées caractéristiques plus importantes.

La principale explication de ce comportement provient de la taille du coeur. Cette dernière joue ici, comme dans le cas de la topologie du champ magnétique, un rôle primordial dans les quantités de moment cinétique que le coeur peut stocker et donc “cacher” aux vents stellaires. La taille relative de l’enveloppe par rapport à l’étoile augmente lorsque la masse stellaire diminue (voir figure 2.4). De ce fait, plus de 50% du moment d’inertie des étoiles de 0.5  $M_{\odot}$  est contenu dans leur enveloppe (cette valeur tombe à 25% et 10% respectivement pour les étoiles de 0.8 et 1  $M_{\odot}$ ).

Sur la séquence principale, et du fait de la stabilisation de la structure interne ( $\dot{I}_* = 0$ ), la vitesse de rotation de surface est directement proportionnelle au moment cinétique

$$\Omega_{conv} \approx J_{conv}/I_{conv}. \quad (3.3)$$

Durant cette phase, la surface de l’étoile est soumise à des pertes de moment cinétique  $dJ/dt$ . La variation de vitesse de rotation de surface peut alors s’exprimer

$$\frac{d\Omega_{conv}}{dt} \approx \frac{dJ_{conv}}{dt}/I_{conv}. \quad (3.4)$$

À partir de l’équation 3.4, il est alors clair que plus le moment d’inertie de l’enveloppe est grand, moins une variation de moment cinétique ( $\dot{J}$ ) donnée n’impactera la vitesse de rotation de surface. Puisque les étoiles de 0.5  $M_{\odot}$  possèdent une taille relative de leur enveloppe plus grande que celles des deux autres masses, de plus forts freinages devront alors leur être appliqués pour que leur vitesse de rotation soit notablement modifiée.

Sur la séquence principale, et à cause de la stabilisation de la structure interne ( $I_* \approx \text{constant}$ ), les variations de vitesse de rotation sont proportionnelles au rapport  $\dot{J}_*/I_*$  (c.f. équation 3.4).

Les figures 3.6(c), 3.7 et 3.14 montrent que les étoiles de 0.5  $M_{\odot}$  ont un freinage plus long (i.e. un temps caractéristique de freinage plus grand) mais plus efficace. Pour des âges  $< 300$  Myr (i.e. dans le régime saturé, c.f. figure 3.14 *bas*) ces étoiles sont moins impactées par les pertes de moment cinétique que les étoiles de 0.8 et 1  $M_{\odot}$  (i.e. elles possèdent un rapport  $\dot{J}_*/I_*$  plus faible).

Inversement, pour des âges  $> 300$  Myr, correspondant au régime non-saturé (c.f. figure 3.14 *bas*), les étoiles de 0.5  $M_{\odot}$  doivent subir de plus fortes pertes de moment cinétique pour reproduire l’évolution des distributions de périodes de rotation. Cela se traduit directement par un rapport  $\dot{J}_*/I_*$  plus grand que pour les deux autres masses. Ici, dans la mesure où nous nous intéressons au recouplage coeur/enveloppe, le moment d’inertie totale de l’étoile est prit en compte.

Finalement, le temps caractéristique de freinage dépend de la taille de la zone convective et donc de la masse de l’étoile. Plus l’enveloppe est importante plus il sera difficile d’impacter sa vitesse de rotation. De plus forts freinages devront alors lui être appliqués et sur des temps relativement longs. Comme les étoiles de plus faible masse sont plus fortement freinées durant la séquence principale, leur

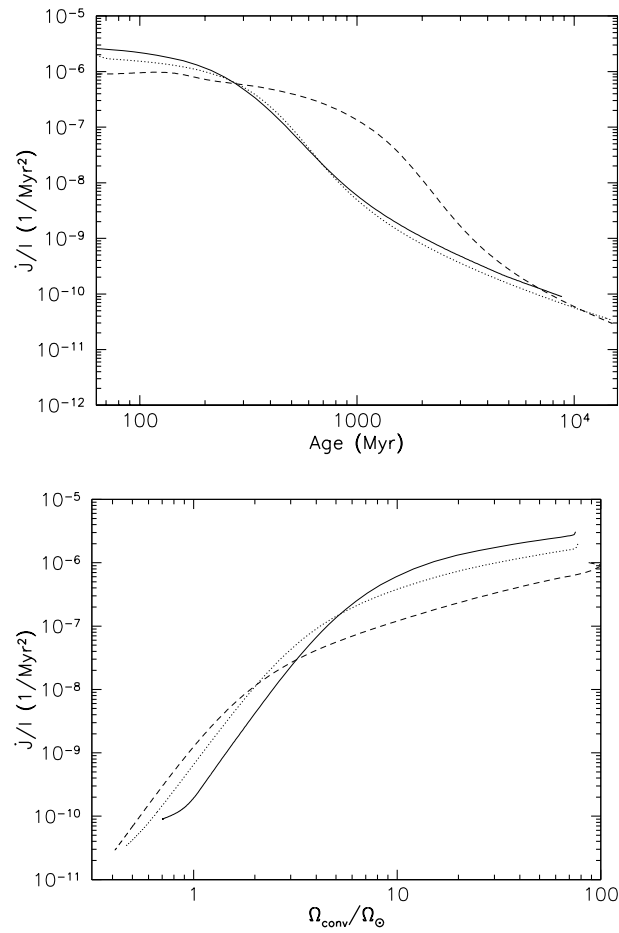
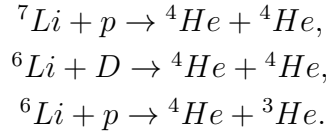


FIGURE 3.14 – Évolution de  $\dot{J}/I_*$  en fonction du temps (*haut*) et de la vitesse de rotation de surface (*bas*) dans le cas des rotateurs rapides. Les trois bins de masse sont représentés respectivement en solide, pointillé et tiret pour les étoiles de  $1 M_\odot$ ,  $0.8 M_\odot$ , et  $0.5 M_\odot$ .

vitesse terminale (i.e. à la convergence rotationnelle) sera moins importante pour les étoiles de  $0.5 M_{\odot}$  que pour celles de  $1 M_{\odot}$ .

#### 3.3.4 Abondance en lithium : évolution et dispersion

Le Lithium est une espèce chimique très fragile qui peut être facilement détruit dans les intérieurs stellaires dès lors que la température dépasse  $2.5 \times 10^6$  K pour  ${}^7\text{Li}$  et seulement  $2.0 \times 10^6$  K pour  ${}^6\text{Li}$  au travers des réactions



Cette destruction, induite par la température effective, se déroule généralement durant le PMS et devrait, à priori, détruire entièrement le Lithium présent dans les étoiles. Cependant, durant cette période un fort taux d'accrétion peut dans certains cas restaurer la quantité de Lithium de l'étoile qui a été sur-détruit par effet de mélange (Molaro et al. 2012). À l'inverse, Strassmeier et al. (2012) ont reporté qu'une grande partie des étoiles G-K ayant une émission Ca II H&K montrent une présence significative de Lithium à leur surface. Ceci suggère alors la présence de mécanismes responsables de l'arrêt de la destruction thermique du Lithium dans l'intérieur stellaire.

En plus de cette évolution "naturelle", l'histoire rotationnelle semble également avoir un fort impact sur la destruction du Lithium. Dans les étoiles froides, les températures requises par les réactions du Lithium ne sont jamais atteintes au sein des parties externes des étoiles. En revanche, en présence de mécanisme de mélange rotationnel, le Lithium présent dans ces régions peut être rapidement acheminé vers des zones plus profondes et chaudes de l'enveloppe convective et ainsi brûlé petit à petit. Il existe une tendance pour les étoiles froide d'être plus appauvri en Lithium que les étoiles plus chaude car possédant des enveloppes convectives plus petites et donc atteignant des températures plus élevées à leur base. D'autres effets tout aussi intéressants sont aussi à l'oeuvre tels que les instabilités thermohaline (Charbonnel & Lagarde 2010; Lagarde et al. 2011, 2012), les ondes de gravité internes Charbonnel et al. (2013), et les diffusions atomiques. Tous ces effets agissent dans le but de détruire ou de produire du Lithium dans l'intérieur stellaire.

Un des effets du découplage coeur/enveloppe est qu'un fort taux de rotation différentielle va se développer entre ces deux régions. La figure 3.3 montre les contraintes de cisaillement à la base de l'enveloppe pour les trois modèles de rotateurs et en fonction de la masse stellaire. Pour les rotateurs lents et médians le taux de rotation différentielle augmente clairement pour les plus faible masse. De plus,  $\Delta\Omega/\Omega_{conv}$  est systématiquement plus fort pour les rotateurs lents/médians que pour les rotateurs rapides.

Puisque les contraintes de cisaillements à la tachocline dépendent directement du taux de rotation différentielle, le processus de mélange rotationnel sera plus

efficace pour détruire le Lithium de l’enveloppe (Charbonnel & Talon 2005; Charbonnel & Lagarde 2010; Charbonnel et al. 2013). Cela suggère alors que les rotateurs lents et médians doivent être plus appauvri en Lithium que les rotateurs rapides.

Le découplage coeur/enveloppe mène, à long terme, à de forts gradients de vitesse dans l’intérieur stellaire. La destruction du Lithium devrait alors augmenter au travers des processus de mélange rotationnel. Étant donné qu’il existe différents comportements du taux de rotation différentielle entre les rotateurs lents et rapides, comme prédit par nos modèles, différentes évolutions du Lithium doivent apparaître au sein de ces deux rotateurs. Une dispersion du Lithium devrait alors être observée à tous les âges, comme le montre la figure 3.15 pour les étoiles de type solaire, au sein des étoiles de plus faible masse, même après que la convergence ait été atteinte.

L’interaction étoile/disque semble également augmenter la destruction du Lithium (Bouvier 2008; Eggenberger et al. 2012a). En “bloquant” la rotation de surface des étoiles, l’interaction étoile/disque contribue à augmenter le taux de rotation différentielle. En effet, sur la PMS le coeur commence à accélérer plus tôt que l’enveloppe, qui est maintenu à une vitesse de rotation constante pendant la durée de vie du disque. De ce fait, la durée de vie de disque peut être utilisée comme un proxy pour la destruction du Lithium. Les étoiles avec une longue durée de vie de disque sont alors susceptible d’être des étoiles possédant une abondance en Lithium plus faible comparées aux étoiles avec un disque se dissipant rapidement.

Le mélange induit par la rotation et les mécanismes de pertes de moment cinétique semblent finalement être les deux processus les plus efficace pour détruire le Lithium dans les étoiles de faible masse durant la séquence principale (e.g. Zahn 1992; Pinsonneault et al. 1992; Deliyannis & Pinsonneault 1997). Les observations indiquent que pour une masse donnée, l’appauvrissement du Lithium dans les étoiles en rotation rapide est plus lent que pour celles en rotation modérée (e.g. Soderblom et al. 1993, notamment pour les Pléiades)

Combiné à l’évolution du Lithium, ce diagnostic, pour des âges post-convergence, peut alors indiquer quelle histoire rotationnelle une étoile a empruntée durant son évolution. En effet, Skumanich (1972) a mis en évidence que l’abondance en Lithium semble décroître en suivant  $A(Li) \propto t^{-1/2}$  pour des âges jusqu’à 1 Gyr et suivant une loi exponentielle pour des âges plus vieux. À la convergence, l’évolution du Lithium de surface suivra cette relation empirique. En comparant l’abondance en Lithium entre différentes étoiles ils nous sera alors possible de les discriminer les unes des autres et de leurs associer, à l’aide de nos modèles, une histoire rotationnelle particulière. Il sera alors possible de déterminer si ces étoiles ont débuté leur évolution en tant que rotateur rapide, médian, ou lent, et ainsi déterminer la durée de vie de leur disque circumstellaire.

Cependant, le modèle actuel ne peut pour le moment pas faire de prédiction quantitative concernant l’évolution de l’abondance en Lithium des étoiles de faible masse. En conséquence, un modèle utilisant des descriptions physiques beaucoup plus détaillées des mécanismes physiques mis en jeu (e.g., Charbonnel & Talon

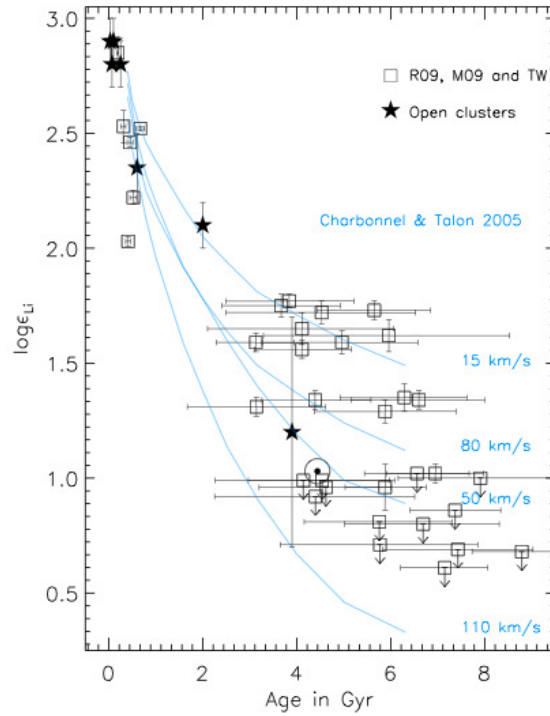


FIGURE 3.15 – Évolution de l’abondance de surface en lithium dans les étoiles de type solaire. Les courbes en trait plein représentent les valeurs d’abondance de surface en lithium prédites par le modèle de Charbonnel & Talon (2005) pour différents taux de rotation de surface initiaux. Crédit Baumann et al. (2010)

2005; Baraffe & Chabrier 2010; Do Nascimento et al. 2010; Eggenberger et al. 2010, 2012a) reste encore à être développé.

### 3.3.5 Relation rotation-âge : gyrochronologie

La relation de Skumanich (Skumanich 1972) est une contrainte empirique des étoiles de type spectral G sur l’évolution de leur vitesse de rotation de surface durant la fin de la séquence principale. Dans le but d’étudier l’évolution de l’intensité des émissions de  $Ca^+$  en fonction du temps pour ce type d’étoiles, Skumanich (1972) a mis en évidence que la période de rotation de ces étoiles évolue comme l’inverse de la racine carré de l’âge, i.e.  $\Omega_* \propto t^{-1/2}$ . Ce comportement a par la suite été confirmé par bon nombre d’observations (Vidotto et al. 2014a) et modélisations/simulations numériques (Reiners & Mohanty 2012; Gallet & Bouvier 2013). Cette relation empirique peut soit être imposé au sein des modèles d’évolution du moment cinétique afin de reproduire les observations, soit être reproduite de manière cohérente. Dans notre modèle, la reproduction de la relation de Skumanich apparait naturellement sans interférence numérique. Les étoiles de 1 et  $0.8 M_\odot$  reproduisent assez bien cette relation (voir figure 3.6). En revanche pour les étoiles de  $0.5 M_\odot$ , une plus forte décroissance semble être requise par les observations i.e.  $\Omega_* \propto t^{-0.65}$  (c.f. figure. 3.6(c)). La dépendance résultante des pertes de moment

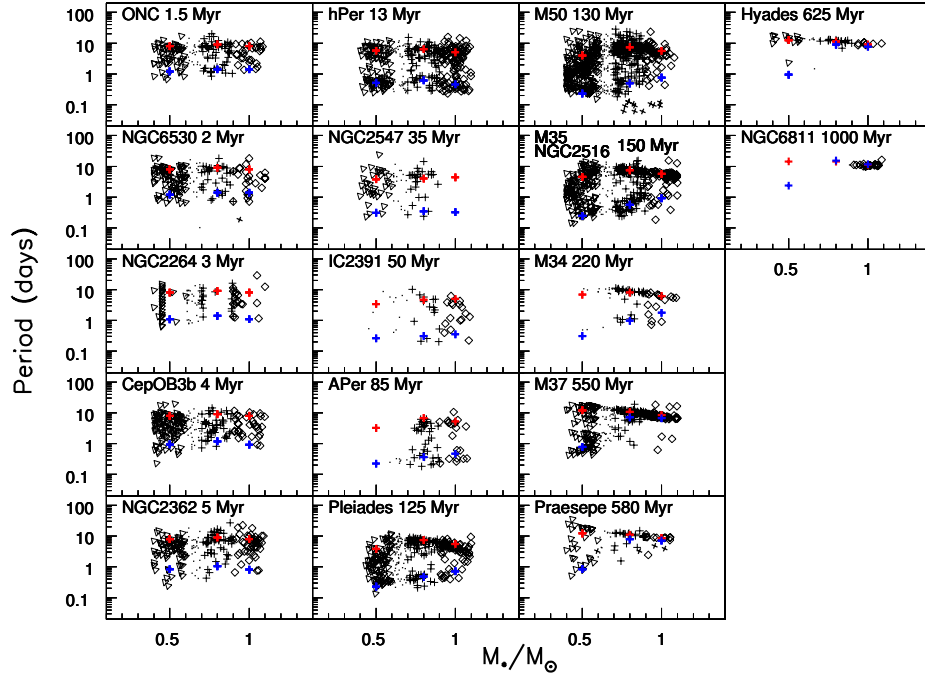


FIGURE 3.16 – Identique à la figure 1.10. Les croix rouges et bleues sont les valeurs obtenues à l’aide de nos modèles d’évolution pour les rotateurs lents et rapides.

cinétique sur la vitesse de rotation de surface peut alors être exprimée comme  $dJ/dt \propto \Omega_*^{2.54}$  alors que la relation de Skumanich donne  $dJ/dt \propto \Omega_*^3$ .

La figure 1.10 montre les distributions observées de périodes de rotation des différents amas que nous avons utilisé dans cette étude. Comme nous l’avons décrit dans le Chapitre 3 Section 3.2.1 la forme des distributions de périodes de rotation de ces amas évolue en fonction du temps mais aussi en fonction de la masse. En sélectionnant, pour les trois bins de masse considérés, les vitesses de rotation atteintes par les modèles de rotateurs lent et rapide aux âges des différents amas nous devrions être capable de reproduire ces deux dépendances en traçant l’évolution des enveloppes des distributions de périodes de rotation.

C’est ce que montre la figure 3.16 qui est identique à la figure 1.10 mais où les croix rouges et bleues représentent les valeurs obtenues à l’aide de nos modèles respectivement pour les rotateurs lents et rapides. Pour chaque âge des amas nous avons effectué une interpolation linéaire pour obtenir la vitesse de rotation atteinte par les deux modèles de rotateurs et pour les trois bins de masse.

Comme on peut le voir, nos modèles reproduisent bien ces deux dépendances (temporelle et en masse). C’est notamment le cas pour les plus vieux amas de la séquence principale (M37, Praesepe, Les Hyades) où on voit bien que les étoiles de 1 et  $0.8 M_\odot$  ont déjà atteint la convergence rotationnelle (rotateur lent et rapide confondu) alors que les étoiles de  $0.5 M_\odot$  possèdent encore une grande dispersion dans leur distribution de périodes de rotation.

Comme le montre la figure 3.16 les étoiles de faible masse mettent plus de



temps à tendre vers le point de convergence. De ce fait, leurs distributions de périodes de rotation présenteront encore une dispersion rotationnelle relativement grande lorsque les étoiles plus massives atteindront ce point.

Cette différence d'évolution découle du cheminement naturel de la rotation de surface qui est soumise aux différents mécanismes physiques intégrés dans notre modèle entre la PMS et la séquence principale. Il n'est alors pas utile, et même erroné, de décrire la progression des rotateurs rapides et lents par deux évolutions distincts (c.f. Barnes 2003; Barnes & Kim 2010).

Après avoir réussi à reproduire l'évolution des enveloppes supérieures et inférieures des distributions de périodes de rotation en fonction du temps et de la masse, nous avons essayé de reproduire l'évolution de leur dispersion en fonction du temps et de la masse. La figure 3.17 montre les distributions synthétiques obtenues après application d'une méthode de Monte-Carlo sur les paramètres libres (en conditions initiales) et après modélisation à l'aide de notre modèle.

Nous avons dans un premier temps effectué des tirages aléatoire sur trois des quatre paramètres libres du problème. Ces tirages ont été faits dans les gammes de valeurs obtenues dans le Chapitre 3 Section 3.2. Les durées de vie de disque sont tirées entre 1 Myr et 10 Myr (Wyatt 2008; Bell et al. 2013), la distribution initiale de période de rotation suit celle de Orion à 1 Myr (nous avons utilisé la méthode du rejet décrite plus haut pour générer cette distribution), et le temps de couplage coeur/enveloppe est tiré entre les valeurs extrêmes, pour chaque masses, listées dans la table 3.4.  $K_1$  et  $m$ , quant à eux, sont fixes et prennent les valeurs associées aux différents bins de masse, i.e., 1.7, 3, et 8.5 pour  $K_1$  et  $m = 0.2177$ .

Ces trois nombres aléatoires sont ensuite utilisés comme entrée par notre modèle que nous utilisons pour produire le trajet rotationnel associé à cette paramétrisation. Nous sélectionnons ensuite les valeurs des vitesses de rotation atteintes aux différents âges de nos amas. Nous avons effectué cette étape 100 fois pour chaque bins de masse. Notons que la masse est aussi tirée aléatoirement entre les bornes  $M_{min}$  et  $M_{max}$  de chaque bins de masse.

Nous avons finalement obtenu la figure 3.17 qui semble assez bien reproduire les vraies distributions de périodes de rotation.

En les comparant aux observations (c.f. figure 3.18) il est alors clair que nos modèles reproduisent raisonnablement bien les dispersions des distributions de périodes de rotation observées.

## 3.4 Limites du modèle

Alors que le champ magnétique moyen semble augmenter vers les plus faible masse, le taux de perte de masse décroît fortement de  $2 \times 10^{-14} M_{\odot}/an$  pour  $1 M_{\odot}$  à  $1 \times 10^{-17} M_{\odot}/an$  pour  $0.5 M_{\odot}$ . Pour les naines M ce dernier est estimé à partir du modèle BOREAS et semble ne pas être en accord avec les observations et les récentes simulations numériques estimant  $\dot{M} \approx 10^{-14} - 10^{-11} M_{\odot}/an$  (Wood et al. 2001; Vidotto et al. 2014b).

La principale limitation de notre modèle provient directement du fait que les mécanismes que nous considérons sont décrits en utilisant des hypothèses sim-

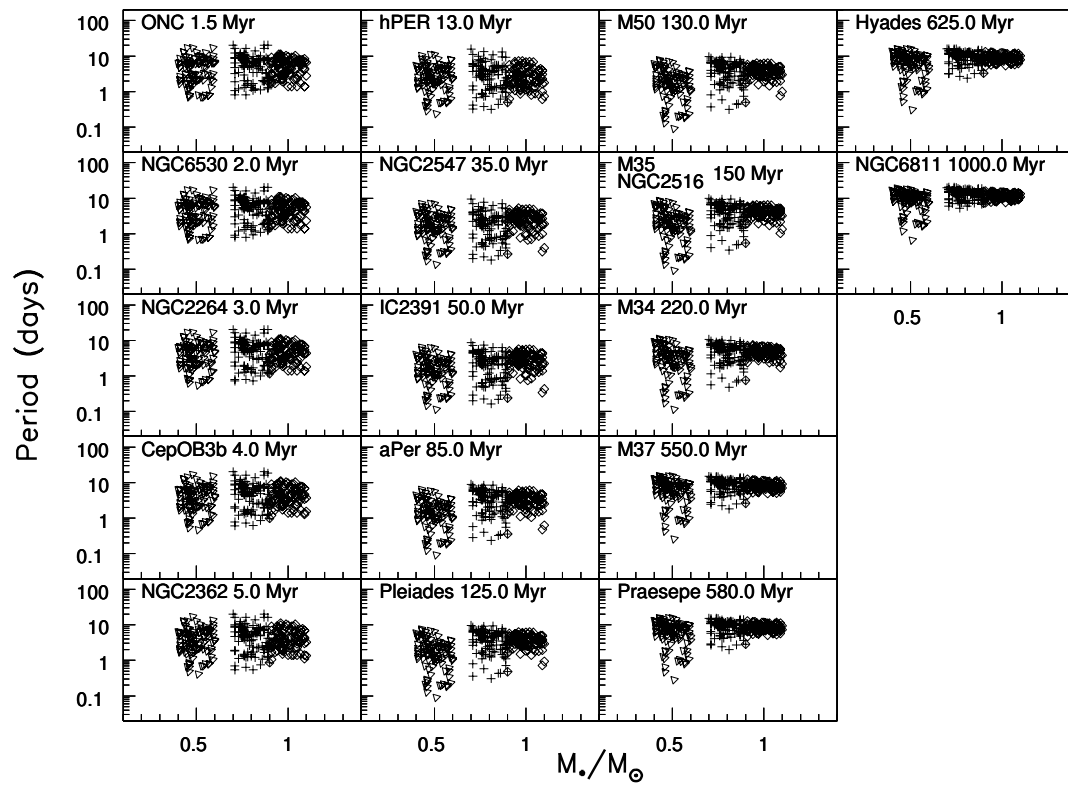


FIGURE 3.17 – Distributions synthétiques obtenues après méthode de Monte-Carlo.

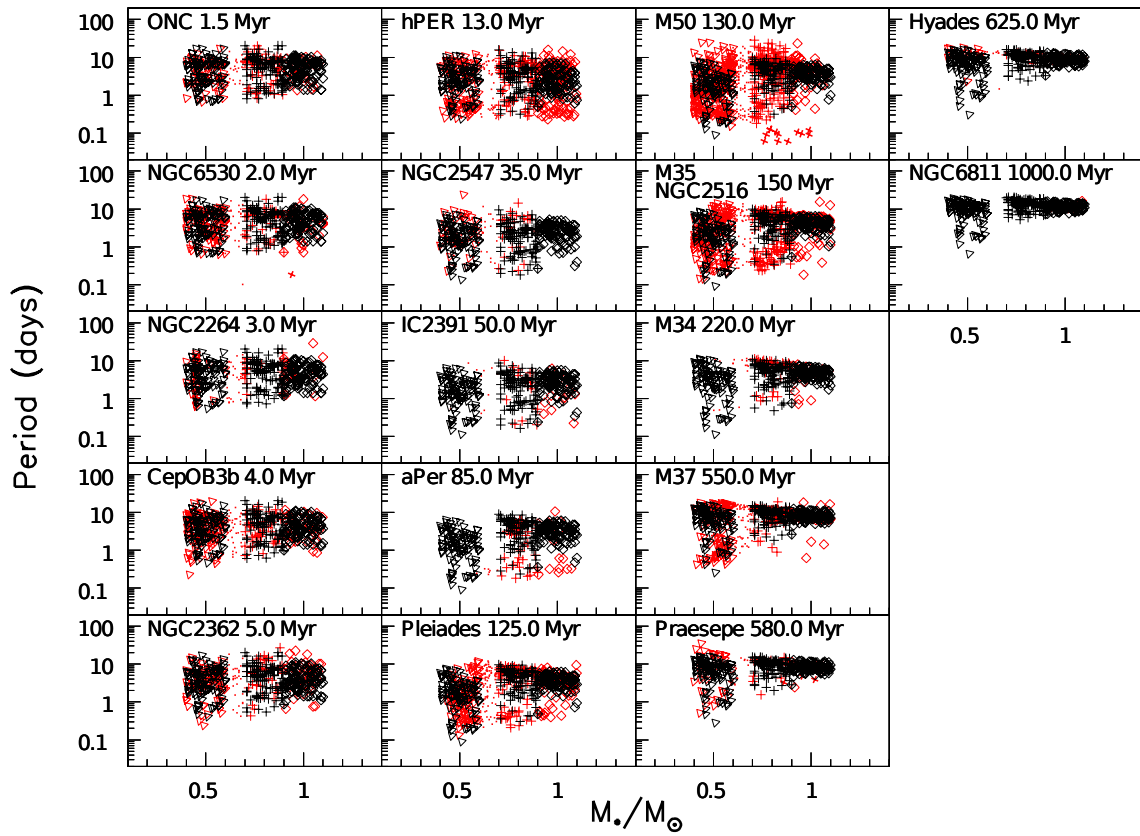


FIGURE 3.18 – Distributions synthétiques obtenus après méthode de Monte-Carlo en noir et distributions observées en rouge.

plifiées. Le modèle présenté dans cette étude est la combinaison de plusieurs simulations dédiées à l'étude de quantités spécifiques (e.g.  $r_A$ ,  $\dot{M}$ ,  $B_{**}$ ). Dès lors, le domaine de validité, en terme de gamme de masse, n'est pour le moment pas encore très clair. Même si les simulations de Cranmer & Saar (2011) sont théoriquement applicables aux naines M, le taux de perte de masse résultant semble ne pas correspondre aux observations en étant plus faibles de plusieurs ordre de grandeur que celle produite par de récentes simulations (Vidotto et al. 2014b).

Comme la forme de l'évolution du moment cinétique est très sensible à la loi de freinage adopté, une modification des différentes valeurs des paramètres libres de notre problème peut fortement modifier les résultats de nos modélisations. De ce fait, les résultats de cette étude sont à considérer seulement dans le cadre de notre loi de freinage particulière.

De plus, nous utilisons ici des modèles d'évolution de structure interne 1D d'étoile sans rotation. Or, nous avons montré dans Gallet & Bouvier (2013) que les effets de la rotation ne peuvent pas être négligés puisque bon nombre de rotateur rapide possèdent des vitesses de l'ordre de 50% de la vitesse de rupture. Il existe néanmoins plusieurs modèles d'évolution structurelle incluant la rotation soit au sein de mécanisme de mélange (i.e. le modèle STAREVOL, Palacios et al. 2003, 2006), soit pour fournir de réels modèles 2D (i.e. le projet ESTER, c.f. Espinosa Lara & Rieutord 2011; Rieutord 2013a,b; Rieutord & Espinosa 2013; Espinosa Lara & Rieutord 2013). Pour être entièrement cohérent, le mieux serait de coupler notre modèle paramétrique d'évolution du moment cinétique aux modèles d'évolution de structure interne.

La figure 3.19 monte l'évolution de  $K_1$  et  $\tau_{c-e}$  en fonction de la masse. Les symboles rouges, verts et bleus sont associés aux rotateurs lents, médians et rapides. Les croix inclinées, carrés et triangles sont reliés, respectivement, aux étoiles de  $1M_\odot$ ,  $0.8M_\odot$ , et  $0.5M_\odot$ . Cette figure montre que les deux paramètres libres les plus importants de notre modèle (i.e.  $K_1$  et  $\tau_{c-e}$ ) semblent être dépendant l'un de l'autre. La paramétrisation de chaque modèle apparait alors être légèrement dégénérée. Plusieurs combinaisons de valeurs pourraient alors, en théorie, produire les mêmes évolutions rotationnelles.

Notre modèle de référence est calibré sur la mesure de la vitesse de rotation du Soleil. Ce dernier est alors prit comme contrainte et est supposé être le meilleur représentant des étoiles de type solaire. Cette hypothèse, n'étant surement pas valide, implique que les paramétrisations des différents rotateurs sont susceptibles d'être légèrement modifiées dans le cas où cette contrainte serait levée. En effet, en calibrant notre modèle sur une autre étoile (ou sur un échantillon d'étoile) il faudrait réévaluer le paramètre  $K_1$  pour reproduire la nouvelle vitesse de rotation de cette étoile (c.f. figure 2.18). Néanmoins, le Soleil, de part son étude intensive, est pour le moment le meilleur calibreur.

Pour reproduire les observations des étoiles de  $1M_\odot$  nous avons montré qu'il existe une dégénérescence dans les solutions de notre modèle entre la période de rotation initiale et la durée de vie du disque. Bien que cette dégénérescence soit en partie levée par les observations (distribution initiale des périodes de rotation des plus jeunes amas) elle a de forte conséquence sur les valeurs des paramètres libres

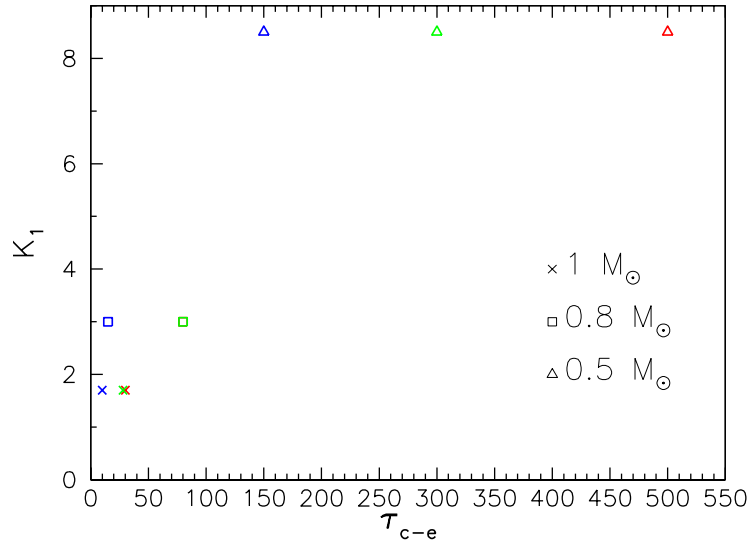


FIGURE 3.19 – Évolution de  $K_1$  et  $\tau_{c-e}$  en fonction de la masse. Les symboles bleues, rouges et verts représentent les rotateurs rapide, lent et médian.

considérés ici. Dans la suite de ce chapitre nous montrons qu’il existe également une dégénérescence entre l’efficacité de freinage  $K_1$  et le taux de perte de masse  $\dot{M}_{vent}$ . En l’absence de données observationnelles fiables sur cette dernière quantité il n’est alors pas possible de supprimer cette dégénérescence. Ce point est discuté dans la section 3.3.3.

Finalement, la validité des paramétrisations de nos différentes modélisations devra uniquement s’estimer dans le cadre des hypothèses et processus physiques employés dans notre modèle, notamment en prenant en compte la loi de freinage spécifique utilisée ici.

## 3.5 Conclusion

L’évolution rotationnelle des étoiles de faible masse au dessus de  $0.3 M_{\odot}$  commence à bien être comprise et arrive à raisonnablement bien être reproduite par la classe de modèle paramétrique présentée dans cette étude. Ici, nous avons étendu le modèle présenté dans Gallet & Bouvier (2013) et dédié à l’étude de l’évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire vers les étoiles de plus faible masse. L’objectif était d’étudier l’évolution des paramètres libres et des mécanismes physiques de notre modèle en fonction de la masse stellaire. Comme dans Gallet & Bouvier (2013), les processus physiques mis en jeu dans l’évolution du moment cinétique sont décrit en utilisant des hypothèses simplifiées reposant soit sur des preuves observationnelles (e.g. la régulation rotationnelle durant l’interaction étoile/disque de la PMS) soit basées sur de récentes simulations numériques (e.g. le freinage par les vents stellaires). Les processus fondamentaux tels que la génération du champ magnétique de surface, le taux de perte de masse de l’étoile, et la redistribution interne du moment cinétique peuvent tous être exprimés en

fonction de la vitesse de rotation de surface. Ceci nous permet alors de calculer l'évolution des trajets rotationnels en utilisant un nombre minimum de paramètres libres. Alors qu'un modèle plus complexe reste encore à être développé, ce modèle semble saisir les tendances principales du comportement rotationnel des étoiles de faible masse entre 1 Myr et 4.5 Gyr.

Alors que la durée de vie du disque et la période de rotation initiale semblent indépendantes de la masse stellaire, le temps de couplage coeur/enveloppe et la valeur du paramètre  $K_1$  du freinage par les vents stellaires dépendent au contraire fortement de la masse. Ces deux quantités semblent également augmenter vers les plus faible masse. Le modèle prédit la quantité de rotation différentielle attendue dans l'intérieur stellaire de ces étoiles. Comme le modèle 2-zone utilisé dans cette étude ne représente qu'une approximation grossière du vrai profil de rotation interne, nous tenons à souligner que ces prédictions sont pour la plupart qualitatives. De plus, nous avons montré que l'évolution de la rotation interne est très sensible au choix de loi de freinage.

Comme nous l'avons vu, l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse dépend des conditions initiales (période de rotation et durée de vie du disque) sur plusieurs centaines de millions d'années et même plus. Durant cette période, il n'existe pas de relation unique entre la rotation, la masse, et l'âge. Au contraire, les distributions de vitesses de rotation sont caractérisées par d'importantes dispersions pour une masse et un âge donné entre la PMS et le début de la séquence principale. La plupart du moment cinétique est alors caché dans le coeur radiatif jusqu'au recouplage.

En dépit de ces limites, l'une des principales implications de ces modèles est la nécessité de stocker du moment cinétique dans le noyau stellaire jusqu'à un âge d'environ 1 Gyr. Ce processus de stockage est notamment illustré par les larges dispersions dans les distributions de périodes de rotation que l'on observe à la ZAMS ainsi que la survie de ces dernières à des âges plus avancés.

# Chapitre 4

## Conclusion et perspectives

### Sommaire

---

4.1	Un nouveau modèle d'évolution du moment cinétique	132
4.2	Vers une meilleure compréhension de l'histoire rotationnelle des étoiles . . . . .	135

---

**M**on travail de thèse a eu pour objectif d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques impliqués dans l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Il a été mené avec l'aide d'un modèle numérique que j'ai mis à jour en y intégrant les nouvelles avancées théoriques concernant les estimations des pertes de moment cinétique induites par le vent stellaire. L'étude de l'évolution du moment cinétique dépend de presque tous les paramètres et processus stellaires. Elle s'inscrit donc dans un cadre relativement large où l'évolution de la structure interne des étoiles, la génération de leur champ magnétique par effet dynamo, et leurs interactions avec le milieu environnant proche (disque et planète) devront être étudiées.

## 4.1 Un nouveau modèle d'évolution du moment cinétique

Durant les trois années de ma thèse, j'ai principalement analysé l'évolution rotationnelle des étoiles comprises entre  $0.4 M_{\odot}$  et  $1.1 M_{\odot}$ . Dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, je présente les mécanismes impliqués dans cette évolution : interaction étoile/disque, redistribution interne du moment cinétique, et freinage par les vents stellaires.

### Processus physiques

**Interaction étoile/disque :** J'ai montré que cette interaction est nécessaire pour reproduire l'évolution des distributions de périodes de rotation observées. D'un point de vue observationnel il est clair que durant les quelques premiers millions d'années de la pré-séquence principale (Rebull et al. 2004; Gallet & Bouvier 2013) il existe un mécanisme de régulation rotationnelle extrêmement efficace. Cette interaction a été identifiée par Ghosh & Lamb (1978) comme un couplage magnétique entre l'étoile et son disque d'accrétion. Depuis 1978 les descriptions théoriques de ce processus ne semblent pas converger vers un seul est même scénario. Les éjections magnétosphériques (Zanni & Ferreira 2013) et la production de vent stellaire induit par l'accrétion (Matt & Pudritz 2005a, 2008a,b) paraissent néanmoins être les deux mécanismes les plus vraisemblables. Cependant, tous deux requièrent des intensités de champ magnétique et des taux d'accrétion très forts, uniquement observés dans des étoiles très actives (e.g. AA Tau et BP Tau). Pour lever l'hypothèse simpliste d'une vitesse de rotation constante durant la phase d'accrétion, j'ai conduit une étude intégrant ces deux processus. Ces résultats sont contenus dans Gallet & Zanni (in prep.). La principale conclusion est qu'il est nécessaire d'utiliser des champs magnétiques de l'ordre du kG et des taux d'accrétions relativement importants pour au moins contrebalancer l'accélération de l'étoile produite par sa contraction durant la pré-séquence principale, confirmant ainsi les conclusions de Matt et al. (2012b). Cependant, mes travaux sont les premiers à comparer directement les résultats de l'interaction étoile/disque aux observations. Dans la littérature, ce couplage est souvent décrit par un blocage de la rotation de l'étoile. J'ai également mis en évidence que cette vision n'est pas réaliste puisque cette régulation résulte de la subtile combinaison de plusieurs phénomènes physiques encore mal connus. Dans les prochaines années il sera nécessaire de traiter cette interaction de manière beaucoup plus détaillée pour fournir des modèles plus complets.

**Redistribution interne du moment cinétique :** La physique de la redistribution interne du moment cinétique n'est pour le moment pas entièrement connue. Ce mécanisme semble toutefois déterminer, en partie, l'évolution rotationnelle stellaire. D'un point de vue observationnel, un profil radial de rotation doit se développer dans l'intérieur stellaire dès lors que du moment cinétique est extrait de la surface de l'étoile. Pour reproduire la rotation presque solide du So-



leil, des mécanismes de transferts sont requis pour lisser les différences de vitesse de rotation entre couches distinctes au sein de l'étoile. Par le biais du découplage coeur/enveloppe, une grande quantité de moment cinétique se verra être stockée dans les parties les plus internes des étoiles. J'ai montré que cette quantité est par la suite transférée en direction de l'enveloppe au cours de la séquence principale. Son principal effet est de réduire l'efficacité avec laquelle le vent stellaire va extraire du moment cinétique de la surface. Il existe dans la littérature différents scénarios pour expliquer cette redistribution, allant des instabilités hydrodynamiques à l'interaction du champ magnétique avec les cellules de convection en passant par les ondes de gravité internes. Ce dernier semble néanmoins être le plus probable et commence à fournir de fortes contraintes sur la nature de ce processus (Talon & Charbonnel 2003, 2005; Charbonnel et al. 2013). Avec l'aide de notre modèle, j'ai montré que quelque soit le mécanisme mis en jeu, il doit varier en fonction de la masse et de la vitesse de rotation. Le découplage coeur/enveloppe est ici uniquement défini par un temps caractéristique, considéré constant pour un modèle de rotateur donné. Ceci représente bien évidemment une approximation puisque ce dernier dépend à priori du taux de rotation différentielle se développant entre le coeur et l'enveloppe. En effet, le mécanisme à l'origine de la redistribution du moment cinétique dans l'intérieur stellaire a tendance à effacer toutes traces d'in-homogénéité de rotation. Une grande rotation différentielle sera alors associée à un temps de couplage plus court. Le taux de rotation différentielle devant se développer au sein des étoiles est également prédit. Ce dernier est supposé avoir un impact non seulement sur la génération du champ magnétique par effet dynamo mais aussi sur l'évolution de l'abondance de surface en lithium. Il est alors crucial de bien contraindre son évolution au cours du temps et en fonction de la masse.

**Freinage par vent stellaire :** Depuis la fin des années 80, la plupart des travaux dédiés à l'étude de l'évolution du moment cinétique traitent le freinage induit par les vents stellaires en utilisant la loi de Kawaler (1988). Bien que cette dernière reproduit raisonnablement bien les observations (c.f. Irwin et al. 2007; Bouvier 2008; Irwin & Bouvier 2009), elle est décrite d'une manière non réaliste. En effet, elle ne prend pas en compte le taux de perte de masse qui, à priori, est responsable des pertes de moment cinétique. Dans ce manuscrit j'ai présenté l'implémentation d'une nouvelle loi de freinage proposée par Matt et al. (2012a), contenant plus de considération physique, dans le modèle notamment utilisé dans Bouvier (2008) et Irwin & Bouvier (2009). Cette nouvelle formulation dépend en particulier de la quantité de matière emportée par le vent stellaire et ne présuppose pas d'une relation de dynamo particulière, i.e., reliant l'intensité du champ magnétique à la vitesse de rotation. Pour réaliser cet ajout j'ai dû utiliser des relations spécifiques pour le champ magnétique à grande échelle et le taux de perte de masse que j'ai obtenu en adoptant le modèle développé par Cranmer & Saar (2011). Les résultats présentés dans cette thèse montrent que la classe de modèle paramétrique que j'ai développé, et intégrant les modélisations physiques les plus récentes, reproduisent très bien les observations.

## Contrainte observationnelles et évolution rotationnelle

L'évolution du moment cinétique est depuis plusieurs décennies intensivement étudiée par le biais de modèles numériques. Même si cette dernière commence à être relativement bien contraintes d'un point de vue physique, bons nombres de phases d'ombres persistent encore. Les mesures de période de rotation représentent alors un complément plus que nécessaire aux considérations purement théoriques. C'est dans ce cadre que l'importance des observations à été mis en exergue dans l'intégralité de mon manuscrit. Il serait certes plus satisfaisant d'être entièrement indépendant des observations et ainsi produire des résultats ne découlant que de nos connaissances théoriques. Néanmoins, l'étude de l'évolution du moment cinétique est une science relativement jeune et hautement perfectible. Dans le future, du fait du nombre croissant de planète découverte, les modélisations devrons relâcher l'hypothèse d'une étoile isolée et commencer à intégrer cette composante.

L'évolution de la vitesse de rotation des étoiles de faible masse est en partie dictée par la combinaison des mécanismes physiques dont j'ai rappelé les principales caractéristiques ci-dessus. Bien qu'ils sont décrits d'une manière simplifiée et basés sur des preuves observationnelles (régulation rotationnelle sur le début de la pré-séquence principale) ou sur de récents modèles numériques (loi de freinage et taux de perte de masse), la classe de modèle paramétrique présentée dans cette thèse reproduit raisonnablement bien les observations. Comme je l'ai montré, la nature des hypothèses utilisées dans nos modèles, notamment via l'utilisation d'une loi de freinage particulière, contraint la nature de nos résultats. Ces derniers ne sont alors valides que dans le cadre de l'ensemble spécifique des suppositions adoptées ici.

## Limites

Même si le modèle reproduit assez bien les observations de l'évolution de la vitesse de rotation, celui-ci est entaché de certaines limitations. Comme je l'ai montré, la structure interne des étoiles de  $0.4 M_{\odot}$  et  $0.6 M_{\odot}$  est assez différente de celle des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ . La validité des paramétrisations de ce bins de masse sera alors terni par l'effet de cette dissemblance. Dans le but de maintenir un échantillon statistique satisfaisant nous avons néanmoins considéré ces étoiles et leur avons tout de même appliqué les modèles de Baraffe et al. (1998) des étoiles de  $0.5 M_{\odot}$ . Comme nous l'avons vu, il existe également une dégénérescence entre la période de rotation  $P_{rot}$  et la durée de vie de disque  $\tau_{disque}$ . Cette dernière provient certainement de mécanismes physiques, encore peu ou pas connus, s'appliquant sur l'étoile durant la phase enfouie. Une autre dégénérescence existe également entre  $K_1$  et  $\dot{M}_{vent}$ . Bien que le paramètre  $K_1$  semble relié à la topologie du champ magnétique, par manque de données fiables sur le taux de perte de masse, il n'est actuellement pas possible de statuer sur une réelle évolution de  $K_1$  en fonction de la masse. Sans bonnes contraintes observationnelle sur les vents stellaires il n'est pas non plus possible pour le moment d'exclure une mauvaise calibration des propriétés de ces derniers.

Dans notre modèle, le transport interne du moment cinétique n'est pas dé-

crit d'une manière physique, mais au contraire seul son effet global, par le biais d'un temps caractéristique, est pris en compte. La nature du mécanisme physique responsable des échanges de moment cinétique entre le coeur et l'enveloppe n'est alors pas explicitée. L'interaction étoile/disque n'est elle non plus pas décrite d'une manière satisfaisante. Encore une fois, seul son effet sur la surface stellaire est ici modélisé. La régulation est, de plus, considérée tellement efficace que la période de rotation stellaire durant la phase d'accrétion est maintenue constante. Ceci représente une hypothèse très forte puisque l'interaction étoile/disque résulte de la combinaison de différents processus. Les ingrédients requis pour créer un couple total nul (i.e. pour produire une vitesse de rotation constante) sont alors délicats à combiner.

## 4.2 Vers une meilleure compréhension de l'histoire rotationnelle des étoiles

Les modèles actuels saisissent les principales tendances de l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. De ce fait, ils peuvent servir de "guide" pour d'autres développements théoriques concernant des processus physiques liés à la rotation comme par exemple l'évolution de l'abondance en lithium, le transport interne du moment cinétique, la génération du champ magnétique par dynamo stellaire, ou les futurs modèles de vent stellaire. Néanmoins, il reste encore beaucoup d'efforts à fournir dans le but de proposer un modèle complet. Au vu des résultats présentés dans cette thèse, plusieurs pistes de recherches peuvent être proposées

**Topologie du champ magnétique :** Comme nous l'avons vu, la topologie du champ magnétique semble impacter la valeur de la constante de normalisation  $K_1$  de la loi de freinage. Les champs magnétiques des étoiles observées ne sont certainement pas des dipôles parfaits comme supposés dans les simulations numériques, mais au contraire une superposition de différents modes (dipôle, quadrupôle, octupôle, etc). Le freinage s'appliquant sur les surfaces des étoiles, et donc par extension leurs trajets rotationnels, dépend nécessairement de la composante dominante du champ magnétique. Une investigation systématique de la structure du champ magnétique des étoiles, dont la vitesse de rotation est mesurée, est alors nécessaire. Du moins, une étude de l'évolution de la topologie magnétique en fonction du temps et du taux de rotation ajouterait de très fortes contraintes sur ce paramètre. C'est notamment l'objectif du programme de l'ANR TOUPIES<sup>1</sup>, dans lequel je suis impliqué, qui a pour but d'étudier, à l'aide des techniques d'imagerie Zeeman-Doppler, les topologies des champs magnétiques des étoiles de type solaire entre 1 Myr et l'âge du Soleil.

De plus, l'axe du champ magnétique n'est pas nécessairement aligné avec l'axe de rotation de l'étoile. Cet effet a notamment des conséquences sur la géométrie du

---

1. 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/))

bord interne du disque et initie la génération de colonne d'accrétion. L'impact de ce non-alignement sur l'interaction étoile/disque n'est pour le moment pas connu. Il est toutefois probable qu'elle agit à réduire cette régulation et favorise les échanges de matière (i.e. de moment cinétique) entre le disque et la surface de l'étoile. Relativement à cet effet, j'ai passé 12 nuits à l'Observatoire de Haute Provence (OHP) en Novembre 2011 afin d'effectuer des mesures d'inclinaison du champ magnétique d'étoile de type TTauri. En traçant les vitesses radiales des chocs d'accrétions (censés se produire sur les pôles magnétiques) et en les comparant à la vitesse radiale de l'étoile il est alors possible d'estimer l'angle entre l'axe de rotation et l'axe du champ magnétique. Le traitement des données n'a pas encore été réalisé mais aboutira, dans un futur proche, à une publication.

**Interaction étoile/disque :** L'interaction étoile/disque n'est pour le moment pas décrite d'une manière satisfaisante dans notre modèle. Même si j'ai commencé dans Gallet & Zanni (in prep.) à intégrer des considérations plus physiques, notamment en prenant en compte les scénarios les plus récents, une étude plus détaillée est nécessaire pour bien comprendre les mécanismes responsables de l'apparente régulation de la vitesse de rotation durant la pré-séquence principale. Pour cela, une étude approfondie des interactions auxquelles les étoiles sont soumises durant la phase enfouie est primordiale. Dans ce manuscrit j'ai en effet émis l'hypothèse que la dispersion initiale du moment cinétique observée pouvait provenir de multiples configurations de couplage étoile/disque dans la phase enfouie. Ces dernières se traduiraient alors par des durées de vie de disque différentes.

**Interaction étoile/planète :** Au vu du nombre de plus en plus important de planète découvertes, les étoiles ne peuvent plus être considérées comme isolées. L'impact de ces dernières et de leur mécanisme de formation sur l'évolution du moment cinétique devra être pris en compte dans les futurs modèles d'évolution rotationnelle. Ces modèles devront notamment considérer les forces de marées, la réduction du couplage étoile/disque par les processus de formation planétaire, et les événements extrêmes comme la chute d'une planète sur la surface de son étoile (Bolmont et al. 2012). C'est notamment sur ce thème que je commencerai mon premier projet post-doctorat à l'université de Genève. Dans le but d'étudier d'une manière théorique les conditions d'habitabilité des exo-planètes, j'aurai comme tâche de développer le modèle STAREVOL en y intégrant des processus magnétohydrodynamiques d'interaction étoile/disque et de forces de marée ainsi que des mécanismes d'interaction étoile/planète.

**Évolution de l'abondance en lithium :** Le lithium est un élément léger très intéressant puisque son évolution semble être contraint par les mécanismes rotationnels interne tel que le taux de rotation différentielle se développant entre le coeur et l'enveloppe. Les modèles dédiés à l'étude de l'évolution de l'abondance de surface en lithium pourront alors utiliser nos prédictions d'évolution rotationnelle et différentielle pour fournir des résultats plus réalistes.

**Couplage avec modèle d'évolution structurelle :** En fin, pour munir la communauté astrophysique d'un modèle entièrement cohérent, le mieux serait encore de coupler nos simulations aux modèles d'évolution de structure interne pour ainsi obtenir, à chaque pas de temps, la structure interne corrigée des effets rotationnelles. En effet, j'ai montré ici que les rotateurs les plus rapides atteignent des vitesses de rotation de l'ordre de 40% de la vitesse de rupture. Les forces centrifuges ne sont alors plus négligeables et vont fortement impacter la structure interne de l'étoile.



# Bibliographie

- Aarnio, A., Llama, J., Jardine, M., & Gregory, S. G. 2012, *MNRAS*, 421, 1797
- Affer, L., Micela, G., Favata, F., & Flaccomio, E. 2012, *MNRAS*, 424, 11
- Affer, L., Micela, G., Favata, F., Flaccomio, E., & Bouvier, J. 2013, ArXiv e-prints
- Agüeros, M. A., Covey, K. R., Lemonias, J. J., et al. 2011, *ApJ*, 740, 110
- Alexander, D. R. & Ferguson, J. W. 1994, *ApJ*, 437, 879
- Allain, S. 1998, *A&A*, 333, 629
- Alvan, L., Brun, A. S., & Mathis, S. 2014, *A&A*, 565, A42
- Artemenko, S. A., Grankin, K. N., & Petrov, P. P. 2012, *Astronomy Letters*, 38, 783
- Baraffe, I. & Chabrier, G. 2010, *A&A*, 521, A44
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A*, 382, 563
- Barnes, S. A. 2003, *ApJ*, 586, 464
- Barnes, S. A. & Kim, Y.-C. 2010, *ApJ*, 721, 675
- Barrado y Navascués, D., Deliyannis, C. P., & Stauffer, J. R. 2001, *ApJ*, 549, 452
- Baumann, P., Ramírez, I., Meléndez, J., Asplund, M., & Lind, K. 2010, *A&A*, 519, A87
- Baxter, E. J., Covey, K. R., Muench, A. A., et al. 2009, *AJ*, 138, 963
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Berdyugina, S. V. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 8
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, *A&A*, 544, A124
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53

- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, *A&A*, 326, 1023
- Bouvier, J., Grankin, K., Ellerbroek, L. E., Bouy, H., & Barrado, D. 2013a, *A&A*, 557, A77
- Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2013b, ArXiv e-prints
- Browning, M. K. 2008, *ApJ*, 676, 1262
- Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2011, *ApJ*, 742, 79
- Catalano, S. 1988, *Irish Astronomical Journal*, 18, 265
- Cauley, P. W., Johns-Krull, C. M., Hamilton, C. M., & Lockhart, K. 2012, *ApJ*, 756, 68
- Chaboyer, B., Demarque, P., & Pinsonneault, M. H. 1995, *ApJ*, 441, 865
- Charbonneau, P. & MacGregor, K. B. 1993, *ApJ*, 417, 762
- Charbonnel, C., Decressin, T., Amard, L., Palacios, A., & Talon, S. 2013, ArXiv e-prints
- Charbonnel, C. & Lagarde, N. 2010, *A&A*, 522, A10
- Charbonnel, C. & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189
- Cieza, L. & Baliber, N. 2007, *ApJ*, 671, 605
- Collier Cameron, A. & Campbell, C. G. 1993, *A&A*, 274, 309
- Collier Cameron, A., Campbell, C. G., & Quaintrell, H. 1995, *A&A*, 298, 133
- Cranmer, S. R. & Saar, S. H. 2011, *ApJ*, 741, 54
- Currie, T., Hernandez, J., Irwin, J., et al. 2010, *ApJS*, 186, 191
- Dahm, S. E. & Hillenbrand, L. A. 2007, *AJ*, 133, 2072
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS*, 90, 467
- Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., et al. 2010, *Nature*, 464, 384
- Deheuvels, S., García, R. A., Chaplin, W. J., et al. 2012, *ApJ*, 756, 19
- Deliyannis, C. P. & Pinsonneault, M. H. 1997, *ApJ*, 488, 836



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Delorme, P., Collier Cameron, A., Hebb, L., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2218
- Denissenkov, P. A. & Pinsonneault, M. 2007, *ApJ*, 655, 1157
- Denissenkov, P. A., Pinsonneault, M., Terndrup, D. M., & Newsham, G. 2010, *ApJ*, 716, 1269
- Do Nascimento, J. D., da Costa, J. S., & de Medeiros, J. R. 2010, *A&A*, 519, A101
- Donati, J.-F. & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 1
- Duvall, Jr., T. L. & Harvey, J. W. 1984, *Nature*, 310, 19
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Eff-Darwich, A., Korzennik, S. G., & Jiménez-Reyes, S. J. 2002, *ApJ*, 573, 857
- Eggenberger, P., Haemmerlé, L., Meynet, G., & Maeder, A. 2012a, *A&A*, 539, A70
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2010, *A&A*, 519, L2
- Eggenberger, P., Montalbán, J., & Miglio, A. 2012b, *A&A*, 544, L4
- Epstein, C. R. & Pinsonneault, M. H. 2014, *ApJ*, 780, 159
- Espinosa Lara, F. & Rieutord, M. 2011, *A&A*, 533, A43
- Espinosa Lara, F. & Rieutord, M. 2013, *A&A*, 552, A35
- Ferreira, J. & Pelletier, G. 1995, *A&A*, 295, 807
- Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, *MNRAS*, 312, 387
- Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., et al. 1999, *A&A*, 345, 521
- Forestini, M. 1999, *Principes fondamentaux de structure stellaire* (Gordon and Breach Science Publishers)
- Friel, E. D. & Boesgaard, A. M. 1992, *ApJ*, 387, 170
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Gallet, F. & Bouvier, J. in prep.
- Gallet, F. & Zanni, C. in prep.
- Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1978, *ApJ*, 223, L83
- Gilliland, R. L. 1985, *ApJ*, 299, 286

- Goodwin, S. P. 2010, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 368, 851
- Goodwin, S. P. & Kroupa, P. 2005, *A&A*, 439, 565
- Gough, D. O. 1991, Annals of the New York Academy of Sciences, 647, 199
- Gregory, S. G., Donati, J.-F., Morin, J., et al. 2012, *ApJ*, 755, 97
- Gunn, A. G., Mitrou, C. K., & Doyle, J. G. 1998, *MNRAS*, 296, 150
- 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. 2008, *ApJ*, 675, 1233
- Hartman, J. D., Gaudi, B. S., Pinsonneault, M. H., et al. 2009, *ApJ*, 691, 342
- Hartmann, L. 2003, *ApJ*, 585, 398
- Hartmann, L. W. & Noyes, R. W. 1987, *ARA&A*, 25, 271
- Heger, A., Langer, N., & Woosley, S. E. 2000, *ApJ*, 528, 368
- Henderson, C. B. & Stassun, K. G. 2012, *ApJ*, 747, 51
- Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Meisenheimer, K., & Wackermann, R. 2002, *A&A*, 396, 513
- Hernández, J., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2008, *ApJ*, 686, 1195
- Hillenbrand, L., Mamajek, E., Stauffer, J., et al. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1094, 15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. E. Stempels, 800–803
- Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Irwin, J., Aigrain, S., Bouvier, J., et al. 2009, *MNRAS*, 392, 1456
- Irwin, J., Berta, Z. K., Burke, C. J., et al. 2011, *ApJ*, 727, 56
- 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. 2007, *MNRAS*, 377, 741
- Janes, K., Barnes, S. A., Meibom, S., & Hoq, S. 2013, *AJ*, 145, 7

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Jianke, L. & Collier Cameron, A. 1993, *MNRAS*, 261, 766
- Jouve, L., Brown, B. P., & Brun, A. S. 2010, *A&A*, 509, A32
- Jouve, L., Brun, A. S., & Talagrand, O. 2011, *ApJ*, 735, 31
- Kalirai, J. S., Fahlman, G. G., Richer, H. B., & Ventura, P. 2003, *AJ*, 126, 1402
- Kalirai, J. S., Richer, H. B., Reitzel, D., et al. 2005, *ApJ*, 618, L123
- Kang, Y. B., Kim, S.-L., Rey, S.-C., et al. 2007, *PASP*, 119, 239
- Kawaler, S. D. 1988, *ApJ*, 333, 236
- Keppens, R., MacGregor, K. B., & Charbonneau, P. 1995, *A&A*, 294, 469
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., Schilbach, E., & Scholz, R.-D. 2005, *A&A*, 438, 1163
- Kim, Y.-C. & Demarque, P. 1996, *ApJ*, 457, 340
- King, R. R., Goodwin, S. P., Parker, R. J., & Patience, J. 2012, *MNRAS*, 427, 2636
- Kosovichev, A. G. 1988, *Soviet Astronomy Letters*, 14, 145
- Kraft, R. P. 1967, *ApJ*, 150, 551
- Krishna Swamy, K. S. & Kushwaha, R. S. 1960
- Krishnamurthi, A., Pinsonneault, M. H., Barnes, S., & Sofia, S. 1997, *ApJ*, 480, 303
- Lada, C. J., Muench, A. A., Haisch, Jr., K. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 3162
- Lagarde, N., Charbonnel, C., Decressin, T., & Hagelberg, J. 2011, *A&A*, 536, A28
- Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108
- Landin, N. R., Mendes, L. T. S., & Vaz, L. P. R. 2010, *A&A*, 510, A46
- Lejeune, T. & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Littlefair, S. P., Naylor, T., Mayne, N. J., Saunders, E. S., & Jeffries, R. D. 2010, *MNRAS*, 403, 545
- MacGregor, K. B. & Brenner, M. 1991, *ApJ*, 376, 204
- Matt, S., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 43, American Astronomical Society Meeting Abstracts 217, 434.20–+
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005a, *ApJ*, 632, L135

- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005b, *MNRAS*, 356, 167
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2007, in IAU Symposium, Vol. 243, IAU Symposium, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, 299–306
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2008a, *ApJ*, 678, 1109
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2008b, *ApJ*, 681, 391
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012a, *ApJ*, 754, L26
- Matt, S. P., Pinzón, G., de la Reza, R., & Greene, T. P. 2010, *ApJ*, 714, 989
- Matt, S. P., Pinzón, G., Greene, T. P., & Pudritz, R. E. 2012b, *ApJ*, 745, 101
- Mayne, N. J. & Naylor, T. 2008, *MNRAS*, 386, 261
- Mayne, N. J., Naylor, T., Littlefair, S. P., Saunders, E. S., & Jeffries, R. D. 2007, *MNRAS*, 375, 1220
- McQuillan, A., Aigrain, S., & Mazeh, T. 2013, *MNRAS*, 432, 1203
- 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., 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
- Mestel, L. & Spruit, H. C. 1987, *MNRAS*, 226, 57
- Moitinho, A., Alves, J., Huéramo, N., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 563, L73
- Molaro, P., Bressan, A., Barbieri, M., Marigo, P., & Zaggia, S. 2012, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 22, 233
- Montesinos, B. & Jordan, C. 1993, *MNRAS*, 264, 900
- Morau, E., Artemenko, S., Bouvier, J., et al. 2013, *A&A*, 560, A13
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2001, *A&A*, 370, 541
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2002a, *A&A*, 386, 615
- Musielak, Z. E. & Ulmschneider, P. 2002b, *A&A*, 386, 606
- Naylor, T. & Jeffries, R. D. 2006, *MNRAS*, 373, 1251
- Naylor, T., Totten, E. J., Jeffries, R. D., et al. 2002, *MNRAS*, 335, 291

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- O'Dell, C. R. & Yusef-Zadeh, F. 2000, *AJ*, 120, 382
- Oglethorpe, R. L. F. & Garaud, P. 2013, *ApJ*, 778, 166
- Pace, G., Pasquini, L., & François, P. 2008, *A&A*, 489, 403
- 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
- Paunzen, E., Heiter, U., Netopil, M., & Soubiran, C. 2010, *A&A*, 517, A32
- Perryman, M. A. C., Brown, A. G. A., Lebreton, Y., et al. 1998, *A&A*, 331, 81
- Petit, P., Dintrans, B., Solanki, S. K., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 80
- Petit, P., Louge, T., Théado, S., et al. 2014, *PASP*, 126, 469
- Pinsonneault, M. H., Deliyannis, C. P., & Demarque, P. 1992, *ApJS*, 78, 179
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, 338, 424
- Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, *ApJ*, 737, 72
- Press, W. H. 1981, *ApJ*, 245, 286
- Prisinzano, L., Damiani, F., Micela, G., & Pillitteri, I. 2007, *A&A*, 462, 123
- Prisinzano, L., Damiani, F., Micela, G., & Sciortino, S. 2005, *A&A*, 430, 941
- Prisinzano, L., Micela, G., Sciortino, S., Affer, L., & Damiani, F. 2012, *A&A*, 546, A9
- Rebull, L. M., Wolff, S. C., & Strom, S. E. 2004, *AJ*, 127, 1029
- Reiners, A., Basri, G., & Browning, M. 2009, *ApJ*, 692, 538
- Reiners, A. & Mohanty, S. 2012, *ApJ*, 746, 43
- Rieutord, M. 2013a, ESTER : Evolution STEllaire en Rotation, astrophysics Source Code Library
- Rieutord, M. 2013b, in EAS Publications Series, Vol. 62, EAS Publications Series, 307–322
- Rieutord, M. & Espinosa, L. F. 2013, in SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, & A. Palacios, 101–104

- Rodríguez-Ledesma, M. V., Mundt, R., & Eisloffel, J. 2009, *A&A*, 502, 883
- Rodríguez-Ledesma, M. V., Mundt, R., & Eisloffel, J. 2010, *A&A*, 515, A13
- Romanova, M., Ustyugova, G., Koldoba, A., & Lovelace, R. 2013, *MNRAS*, 430, 699
- Rucinski, S. M. & Vandenberg, D. A. 1986, *PASP*, 98, 669
- Saar, S. H. 1996, in IAU Symposium, Vol. 176, Stellar Surface Structure, ed. K. G. Strassmeier & J. L. Linsky, 237–+
- Saar, S. H. 2001, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 223, 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio, 292–+
- 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
- Shu, F. H., Lizano, S., Ruden, S. P., & Najita, J. 1988, *ApJ*, 328, L19
- Siess, L. 2006, *A&A*, 448, 717
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Soderblom, D. R., King, J. R., Hanson, R. B., et al. 1998, *ApJ*, 504, 192
- Soderblom, D. R., Nelan, E., Benedict, G. F., et al. 2005, *AJ*, 129, 1616
- Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., Hudon, J. D., & Jones, B. F. 1993, *ApJS*, 85, 315
- 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
- Spiegel, E. A. & Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 106
- Stassun, K. G. & Terndrup, D. 2003, *PASP*, 115, 505
- Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., Fazio, G. G., et al. 2007, *ApJS*, 172, 663
- Stauffer, J. R., Schultz, G., & Kirkpatrick, J. D. 1998, *ApJ*, 499, L199
- Stepien, K. 1994, *A&A*, 292, 191
- Strassmeier, K. G., Weber, M., Granzer, T., & Järvinen, S. 2012, *Astronomische Nachrichten*, 333, 663

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Sung, H., Stauffer, J. R., & Bessell, M. S. 2009, *AJ*, 138, 1116
- Tadross, A. L. 2003, 8, 737
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2003, *A&A*, 405, 1025
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2005, *A&A*, 440, 981
- Taylor, B. J. 2006, *AJ*, 132, 2453
- Teixeira, P. S., Lada, C. J., Marengo, M., & Lada, E. A. 2012, *A&A*, 540, A83
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, *ARA&A*, 41, 599
- Turck-Chièze, S. & Couvidat, S. 2011, *Reports on Progress in Physics*, 74, 086901
- Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Eff-Darwich, A., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Turck-Chièze, S., Palacios, A., Marques, J. P., & Nghiem, P. A. P. 2010, *ApJ*, 715, 1539
- van Leeuwen, F. 2009, *A&A*, 497, 209
- Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014a, ArXiv e-prints
- Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2014b, *MNRAS*, 438, 1162
- Vidotto, A. A., Jardine, M., Opher, M., Donati, J. F., & Gombosi, T. I. 2011, *MNRAS*, 412, 351
- von Hippel, T., Steinhauer, A., Sarajedini, A., & Deliyannis, C. P. 2002, *AJ*, 124, 1555
- Washimi, H. & Shibata, S. 1993, *MNRAS*, 262, 936
- Weber, E. J. & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217
- Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, *ARA&A*, 49, 67
- Wood, B. E., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. 2001, *ApJ*, 547, L49
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, *ApJ*, 574, 412
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, *ApJ*, 628, L143
- Wu, Z.-Y., Zhou, X., Ma, J., & Du, C.-H. 2009, *MNRAS*, 399, 2146
- Wyatt, M. C. 2008, *ARA&A*, 46, 339
- Yi, S., Demarque, P., Kim, Y.-C., et al. 2001, *ApJS*, 136, 417

- Zahn, J.-P. 1964, *L'Astronomie*, 78, 457
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115
- 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
- Zechmeister, M. & Kürster, M. 2009, *A&A*, 496, 577



# Annexes



# Annexe A

## Caractéristiques des amas

Paramètres des amas ouverts et zones de formation stellaire dont les distributions de périodes de rotation ont été utilisées pour contraindre les simulations de notre modèle. La Table A.1 résume leurs propriétés.

### ONC

L'amas de la nébuleuse d'Orion (ou ONC) est un amas très jeune, avec un âge de 0.8-2 Myr (Herbst et al. 2002; Hillenbrand 1997) et localisé à une distance d'environ 450 pc (Herbst et al. 2002; Hillenbrand 1997). Les données rotationnelles utilisées dans cette étude proviennent de Herbst et al. (2002) et les estimations de masse sont de Hillenbrand (1997) où ils ont utilisé les isochrones de D'Antona & Mazzitelli (1994). La métallicité de ONC est  $[Fe/H] = -0.01 \pm 0.04$  (O'Dell & Yusef-Zadeh 2000).

### NGC 6530

L'âge de NGC 6530 est compris entre 1 et 2.3 Myr (Prisinzano et al. 2005; Mayne et al. 2007; Henderson & Stassun 2012) et sa distance est d'environ 1250 pc (Prisinzano et al. 2005, 2012). Les mesures de période de rotation proviennent de Henderson & Stassun (2012). Les masses stellaires ont été estimées par Prisinzano et al. (2005, 2007, 2012) en ajustant les trajets théoriques et isochrones de Siess et al. (2000) aux positions des étoiles dans le digramme couleur-magnitude (CMD) V vs. V-I. Prisinzano et al. (2005) supposent une métallicité solaire et utilisent les modèles de Siess et al. (2000) avec  $Z = 0.02$ ,  $Y = 0.277$ ,  $X = 0.703$ . Dans Prisinzano et al. (2012) une gamme de métallicité  $-0.3 < [Fe/H] < 0.3$  est considérée.

### NGC 2264

L'amas NGC 2264 est âgé de 2-3 Myr (Sung et al. 2009; Teixeira et al. 2012; Affer et al. 2013) situé entre 750 and 950 pc (Flaccomio et al. 1999; Mayne & Naylor 2008; Baxter et al. 2009; Cauley et al. 2012; Affer et al. 2013). Les données utilisées ici, ainsi que l'estimation de la masse stellaire, proviennent de Affer et al.

(2013) dans lequel le CMD V vs. V-I à été utilisé avec les isochrones de Siess et al. (2000) pour obtenir les masses stellaires. NGC 2264 a une métallicité comprise entre presque solaire et légèrement appauvri en métaux (Tadross 2003; Cauley et al. 2012).

## NGC 2362

L'âge de NGC 2362 est de l'ordre de  $3 - 5_{-2}^{+1}$  Myr (Moitinho et al. 2001; Mayne et al. 2007; Irwin et al. 2008a) et est situé à une distance d'environ 1500 pc (Moitinho et al. 2001; Dahm & Hillenbrand 2007; Irwin et al. 2008a). Les périodes de rotation proviennent de Irwin et al. (2008a) tout comme l'estimation de la masse. Ces derniers ont utilisé les mesures de magnitude dans la bande I avec les isochrones de Baraffe et al. (1998) à un âge de 5 Myr pour estimer les masses stellaires. Dahm & Hillenbrand (2007) supposent une métallicité solaire pour cet amas.

## h PER

L'amas h Per (NGC 869) est âgé de  $14 \pm 1$  Myr (Currie et al. 2010) et situé à une distance de 2.1 kpc (Kharchenko et al. 2005; Currie et al. 2010). Les mesures de période de rotation et les estimations de masse utilisées dans cette étude proviennent de Moraux et al. (2013). Ils ont utilisé les mesures de magnitude dans la bande I et les isochrones de Siess et al. (2000) à 13.8 Myr avec une extinction  $A_I = 1$  mag (Currie et al. 2010) pour estimer les masses stellaires. Currie et al. (2010) rapporte une métallicité  $Z = 0.019$ .

## NGC 2547

L'âge de NGC 2547 est d'environ  $38.5_{-6.5}^{+3.5}$  Myr (Naylor & Jeffries 2006; Irwin et al. 2008b) et se situe à une distance de  $361_{-8}^{+19} - 457$  pc (Kharchenko et al. 2005; Naylor & Jeffries 2006). Les données rotationnelles et les masses stellaires utilisées dans cette étude proviennent Irwin et al. (2008b), où ils ont utilisé la magnitude I avec les isochrone de Baraffe et al. (1998) à 40 Myr pour déterminer les masses. Le rougissement de l'amas correspond à  $A_V = 0.186$  (Naylor & Jeffries 2006). Paunzen et al. (2010) rapporte une métallicité sub-solaire  $-0.21 < [Fe/H] < -0.12$ .

## Pleiades

Les Pléiades sont âgé de 120-125 Myr (Stauffer et al. 1998) et situé à 133 pc (Soderblom et al. 2005). Les périodes de rotation utilisées ici viennent de Hartman et al. (2010) tout comme l'estimation de la masse. Ils ont utilisé les magnitudes  $M_K$  conjointement avec les isochrones Yonsei-Yale (Y2) (Yi et al. 2001) et une extinction  $A_K = 0.01$  mag (Stauffer et al. 2007) pour déterminer la masse des étoiles. En utilisant les isochrones de Siess et al. (2000) à 125 Myr, nous avons recalculé la masse de ces étoiles. Ces estimations fournissent des masses

TABLE A.1 – Caractéristiques des amas

Amas	Âge (Myr)	Ref.	Métallicité ([Fe/H])	Réf.	Distance (pc)	Ref.
ONC	0.8, 2	1,2	-0.01±0.04	3	450, 470±70	1,2
NGC 6530	1-2,3	4,5,6,7	[-0.3, 0.3]	5,7	1250	5,7
NGC 2264	2-3	8,9,10	-0.09±0.3, -0.16	11	750-950	12,13
NGC 2362	3, 5 <sup>+1</sup> <sub>-2</sub>	14,15	(solaire?)	16	1500	15,16
h PER	14 ± 1	17	(Z = 0.019)	17	2079 – 2290 <sup>+87</sup> <sub>-82</sub>	17,18
NGC 2547	38.5 <sup>+3.5</sup> <sub>-6.5</sub>	19,20	[-0.21, -0.12]	21	361-457	18
Pleiades	120-125	22	0.03 ± 0.05	23	133	24
M 50	130	25	(solaire?)	25,26	1000 <sup>+81</sup> <sub>-75</sub>	25
M 35	150-180	25,27	-0.21 ± 0.1	28	912 <sup>+70</sup> <sub>-55</sub>	25
M 37	550 ± 30	29	0.045 ± 0.044	29	1383 – 1490 ± 120	29,30
Præsepe	578 ± 12	31	[0.038 ± 0.039, 0.27 ± 0.10]	32,33	182 ± 6 – 187	34,35
Hyades	628 ± 14	31	0.14 ± 0.05	36	46.45 ± 0.5	35
NGC 6811	1000 ± 170	37	-0.19	37	1106 <sup>+95</sup> <sub>-88</sub> – 1240	34,37

Références : (1) Herbst et al. (2002); (2) Hillenbrand (1997); (3) O'Dell & Yusef-Zadeh (2000); (4) Henderson & Stassun (2012); (5) Prisinzano et al. (2005); (6) Prisinzano et al. (2007); (7) Prisinzano et al. (2012); (8) Sung et al. 2009); (9) Teixeira et al. (2012); (10) Affer et al. (2013); (11) Tadross (2003); (12) Flaccomio et al. (1999); (13) Mayne & Naylor (2008); (14) Mayne et al. (2007); (15) Irwin et al. (2008a); (16) Dahm & Hillenbrand (2007); (17) Currie et al. (2010); (18) Kharchenko et al. (2005); (19) Irwin et al. (2008b); (20) Naylor & Jeffries (2006); (21) Paunzen et al. (2010); (22) Stauffer et al. (1998); (23) Soderblom et al. (1998); (24) Soderblom et al. (2005); (25) Kalirai et al. (2003); (26) Irwin et al. (2009); (27) von Hippel et al. (2002); (28) Barrado y Navascués et al. (2001); (29) Hartman et al. (2008); (30) Wu et al. (2009); (31) Delorme et al. (2011); (32) Friel & Boesgaard (1992); (33) Pace et al. (2008); (34) Kharchenko et al. (2005); (35) van Leeuwen (2009); (36) Perryman et al. (1998); (37) Janes et al. (2013).

plus grande de 5% au plus. Soderblom et al. (1998) considère une métallicité  $[Fe/H] = 0.03 \pm 0.05$ .

## M 50

L'âge de M50 (NGC 2323) est d'environ 130 Myr (Kalirai et al. 2003; Irwin et al. 2009). Sa distance est estimée à  $1000^{+81}_{-75}$  pc (Kalirai et al. 2003). Les données rotationnelles et les masses des étoiles proviennent de Irwin et al. (2009) où les magnitudes I combinées aux isochrones de Baraffe et al. (1998) à 130 Myr ont été utilisées pour déterminer les masses. Le rougissement de l'amas est de  $E(B-V) = 0.22$  mag correspondant à  $A_V = 0.68$  (Kalirai et al. 2003). La métallicité de M50 est considérée comme étant solaire (Kalirai et al. 2003; Irwin et al. 2009).

## M 35

Les estimations d'âge de M35 (NGC 2168) sont comprises entre 150 Myr (von Hippel et al. 2002; Meibom et al. 2009) et 180 Myr (Kalirai et al. 2003) et sa distance est de  $912^{+70}_{-65}$  pc (Kalirai et al. 2003). Les périodes de rotation utilisées proviennent de Meibom et al. (2009). Nous avons utilisé les isochrones de Siess et al. (2000) à 130 Myr avec les mesures de  $(B-V)_0$  provenant de Meibom et al. (2009) pour estimer les masses stellaires. Le rougissement de l'amas est  $E(B-V) = 0.20$  mag, correspondant à  $A_V = 0.62$  (Kalirai et al. 2003). La métallicité de M35 est de  $[Fe/H] = -0.21 \pm 0.10$  ( $Z = 0.012$ ) (Barrado y Navascués et al. 2001; Kalirai et al. 2003).

## M 37

L'âge de M37 (NGC 2099) est de l'ordre de  $550 \pm 30$  Myr (Hartman et al. 2008) et sa distance de  $1383 - 1490 \pm 120$  pc (Hartman et al. 2008; Wu et al. 2009). Les périodes de rotation viennent de Hartman et al. (2009). Nous avons utilisé les isochrones de Siess et al. (2000) à 550 Myr et les mesures de magnitude dans la bande I de Hartman et al. (2009) pour obtenir la masse des étoiles. Le rougissement de l'amas est  $E(B-V) = 0.227 \pm 0.038$  mag, correspondant à  $A_V = 0.70$  (en supposant  $R_V = 3.1$ , Hartman et al. 2008) et  $A_I = 0.852$ . La métallicité de M37 a été identifiée à  $[Fe/H] = 0.045 \pm 0.044$  and  $0.09$  (Hartman et al. 2008; Wu et al. 2009) et  $Z = 0.011 \pm 0.001 - 0.019$  (Kalirai et al. 2005; Kang et al. 2007).

## Praesepe

Presepe (M44, NGC2632) est âgé de  $578 \pm 12$  Myr (Delorme et al. 2011) et situé à une distance de  $182 \pm 6 - 187$  pc (Kharchenko et al. 2005; van Leeuwen 2009). Les données utilisées ici sont fournies par Delorme et al. (2011). Pour estimer les masses stellaires, nous avons utilisé les isochrones de Siess et al. (2000) à 578 Myr combinés aux mesures de  $(J-K)$  de Delorme et al. (2011). Le rougissement de l'amas est de  $E(B-V) = 0.027 \pm 0.004$  mag, correspondant à  $A_V = 0.083$  (Taylor

2006) et  $E(J-K) = 0.012$ . La métallicité est estimée entre  $[Fe/H] = 0.038 \pm 0.039$  et  $0.27 \pm 0.10$  (Friel & Boesgaard 1992; Pace et al. 2008).

## Hyades

Les Hyades (Melotte 25) sont âgées de  $628 \pm 14$  Myr (Delorme et al. 2011) situées à une distance de  $46.45 \pm 0.5$  pc (van Leeuwen 2009). Les données utilisées ici sont fournies par Delorme et al. (2011). Nous avons utilisé les isochrones de Siess et al. (2000) à 625 Myr et les mesures de  $(J-K)$  de Delorme et al. (2011) pour estimer les masses des étoiles. Le rougissement de cet amas est négligeable et est de l'ordre de  $E(B-V) \leq 0.0014$  mag (Taylor 2006). La métallicité des Hyades est de  $[Fe/H] = 0.14 \pm 0.05$  (Perryman et al. 1998).

## NGC 6811

L'âge de l'amas NGC 6811 est de  $1000 \pm 170$  Myr (Kharchenko et al. 2005; Meibom et al. 2011a; Janes et al. 2013) et est localisé à une distance de  $1106_{-88}^{+95} - 1240$  pc (Kharchenko et al. 2005; Janes et al. 2013). Les mesures de période de rotation proviennent de Meibom et al. (2011a). Pour cet amas, nous avons utilisé les isochrones de Siess et al. (2000) à 1 Gyr avec les mesures de magnitude 2MASS J, H, et K des archives Kepler ([http://archive.stsci.edu/kepler/kepler\\_fov/search.php](http://archive.stsci.edu/kepler/kepler_fov/search.php)) pour estimer les masses des étoiles en adoptant une distance de 1240 pc. Le rougissement de l'amas est de  $E(B-V) = 0.074 \pm 0.024$  mag, correspondant à  $A_V = 0.23$  (Janes et al. 2013). La métallicité de NGC 6811 est de  $[Fe/H] = -0.19$  et  $Z = 0.012 \pm 0.004$  (Janes et al. 2013).





# Angular momentum evolution modelling for low mass stars

Florian Gallet

Thesis supervisor : Jérôme Bouvier

---

## Abstract

In 1972, Skumanich discovers a unique empirical relationship between the rotation period of the surface of G star and their age on the main sequence. This discovery then opened a new path for stellar dating : the gyrochronology. Therefore, many authors in the late 80's and the beginning 90's, were interested in the evolution of the surface angular velocity of low-mass stars ( $M_* = 0.4 M_\odot$ -  $1.1 M_\odot$ ). The first phenomenological models on the subject were born.

The angular velocity evolution of these stars begins to be reasonably well reproduced by the class of parametrical model that I present in this thesis. Because of the lack of adequate theoretical descriptions, only the overall effects of the physical mechanisms involved are described here. The main issue is to study the framework and how the stellar angular momentum is affected by these processes and to constrain their main characteristics.

Over the course of my thesis, I modelled the rotational tracks of external and median envelopes and median of rotation period distributions of 18 stellar clusters between 1 Myr and 1 Gyr. This allowed me to analyse the time dependence of the physical mechanisms involved in the angular momentum evolution of solar-type stars. The results I obtained show that the evolution of the internal differential rotation significantly impact the rotational convergence (empirical Skumanich's relationship), the evolution of the surface lithium abundance, and the intensity of the magnetic field generated by dynamo effect. In addition to the reproduction of these external envelopes, the model I developed provides constraints on the mechanisms of internal redistribution of angular momentum and the lifetimes of circumstellar disks, that are held responsible for the rotational regulation observed during the first few million years of pre-main sequence. The extension of the model to less massive stars (0.5 et  $0.8 M_\odot$ ) that I performed also provided the mass dependence of these physical processes. Most specifically, this step added strong constraints on the characteristic time associated to the transport of angular momentum between the core and the envelope, on the efficiency of magnetic braking likely related to a change of topology from solar-type stars to those of  $0.5 M_\odot$ , and on the internal and external rotational history of stars from 1 Myr to 1 Gyr.

**Key-words : angular momentum – low mass stars – stellar rotation – stellar winds – stellar magnetic field – modelling**

# Modélisation de l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse

Florian Gallet

Directeur de thèse : Jérôme Bouvier

Thèse soutenue le **22/09/2014** à **Grenoble**

Discipline : **Astrophysique**

---

## Résumé

En 1972, Skumanich découvre une relation empirique unique entre la période de rotation de surface des étoiles G et leur âge sur la séquence principale. Cette découverte ouvrit alors une nouvelle voie pour la datation stellaire : la gyrochronologie. Dès lors, bon nombre d'auteurs, entre la fin des années 80 et 90, se sont intéressés à l'évolution de la vitesse de rotation de surface des étoiles de faible masse ( $M_* = 0.4 M_\odot$ -  $1.1 M_\odot$ ). Les premiers modèles phénoménologiques sur le sujet ont été nés.

L'évolution de la vitesse de rotation de ces étoiles commence à être raisonnablement bien reproduite par la classe de modèle paramétrique que je présente dans cette thèse. Par manque de descriptions théoriques satisfaisantes, seuls les effets globaux des mécanismes physiques impliqués sont ici décrits. Le principal enjeu est d'étudier le cadre et la façon dont le moment cinétique stellaire est impacté par ces processus tout en contraignant leurs principales caractéristiques.

Au cours de ma thèse, j'ai modélisé les trajets rotationnels des enveloppes externes et médianes des distributions de période de rotation de 18 amas stellaires entre 1 Myr et 1 Gyr. Ceci m'a permis d'analyser la dépendance temporelle des mécanismes physiques impliqués dans l'évolution du moment cinétique des étoiles de type solaire. Les résultats que j'ai obtenus montrent que l'évolution de la rotation différentielle interne impacte fortement la convergence rotationnelle (relation empirique de Skumanich), l'évolution de l'abondance de surface en lithium, et les intensités du champ magnétique généré par effet dynamo. En plus de reproduire ces enveloppes externes, le modèle que j'ai développé fournit des contraintes sur les mécanismes de redistribution interne du moment cinétique et sur les durées de vie des disques circumstellaires, supposées responsables de la régulation rotationnelle observée durant les quelques premiers millions d'années de la pré-séquence principale. L'extension du modèle aux étoiles moins massives ( $0.5$  et  $0.8 M_\odot$ ) que j'ai réalisée, a également fournis la dépendance en masse de ces différents processus physiques. Cette étape a notamment ajouté de fortes contraintes sur les temps caractéristiques associés au transport de moment cinétique entre le coeur et l'enveloppe, sur l'efficacité du freinage magnétique vraisemblablement reliée à un changement de topologie des étoiles de type solaire vers celles de  $0.5 M_\odot$ , et sur l'histoire rotationnelle, interne comme de surface, des étoiles entre 1 Myr à 1 Gyr.

**Mots-clés : moment cinétique – étoile de faible masse – rotation stellaire – vents stellaires – champ magnétique stellaire – modélisation**

---

Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble  
414, Rue de la Piscine  
Domaine Universitaire  
38400 St-Martin d'Hères  
FRANCE