

UNIVERSITÉ PARIS-DIDEROT (PARIS 7)
ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris-Diderot
Spécialité : Astronomie et Astrophysique

par

TUGDUAL CEILLIER

Dynamisme stellaire

Activité et rotation des étoiles de type solaire observées par le
satellite *Kepler*

Thèse dirigée par RAFAEL A. GARCÍA

Soutenue le 25 septembre 2015

Jury composé de :

PR. SYLVAIN CHATY PRÉSIDENT DU JURY
DR. JÉRÔME BOUVIER RAPPORTEUR
PR. CORINNE CHARBONNEL RAPPORTEURE
DR. RAFAEL A. GARCÍA DIRECTEUR DE THÈSE
PR. CONNY AERTS EXAMINATRICE
DR. STÉPHANE MATHIS EXAMINATEUR
DR. SAVITA MATHUR EXAMINATRICE
PR. MARC PINSONNEAULT EXAMINATEUR

Service d'Astrophysique - IRFU/DSM/CEA Saclay
tugdual.ceillier@cea.fr

Résumé

Cette thèse porte sur la rotation et l'activité magnétique des étoiles sismiques de type solaire. Nous utilisons les données provenant du satellite *Kepler* pour étudier l'histoire rotationnelle d'étoiles de type solaire au cours de leur évolution, de manière à obtenir une vision globale de l'activité et la rotation stellaires.

Dans un premier temps, nous présentons le contexte dans lequel s'inscrivent les travaux de cette thèse : l'astérosismologie, soit l'étude sismique des étoiles. Nous décrivons ensuite l'outil de mesure de la rotation de surface des étoiles utilisant les données photométriques du satellite *Kepler* que nous avons développé durant cette thèse. Nous le comparons aux autres méthodologies utilisées par la communauté et montrons que ses performances sont excellentes.

Dans un deuxième temps, nous appliquons cet outil à environ 500 étoiles de type solaire en séquence principale et en phase sous-géante. Nous mesurons ainsi la rotation de surface et le degré d'activité magnétique d'environ 300 étoiles. De plus, nous montrons que les périodes de rotation mesurées et les âges estimés grâce à l'astérosismologie ne respectent pas les relations habituellement utilisées et proposons de les modifier pour les âges supérieurs à celui du Soleil. Nous utilisons également la mesure de la rotation de surface pour estimer la rotation interne de certaines étoiles en séquence principale observées sismiquement et montrons qu'elles ont, tout comme le Soleil, un faible taux de rotation différentielle radiale.

Enfin, dans un troisième temps nous appliquons notre outil de mesure de la rotation de surface à l'échantillon le plus complet de géantes rouges observées par *Kepler*, comprenant plus de 17 000 étoiles. Nous repérons ainsi plus de 360 géantes rouges en rotation rapide et comparons nos taux de détection aux prévisions théoriques de manière à comprendre les mécanismes pouvant expliquer une rotation aussi rapide. Nous utilisons également la modélisation stellaire pour reproduire le profil de rotation d'une géante rouge particulière. Nous montrons alors l'importance de considérer de nouveau processus de transport de moment cinétique dans les codes d'évolution stellaire.

Ce travail fournit des résultats utilisables par une très large communauté de physiciens stellaires et pose des contraintes fortes sur l'évolution de la rotation et de l'activité des étoiles de type solaire.

Abstract

This thesis concerns the study of seismic solar-like stars' rotation and magnetic activity. We use data from the *Kepler* satellite to study the rotational history of these stars throughout their evolution. This allows to have a more complete picture of stellar rotation and magnetism.

In the first part, we present the context of this PhD : asteroseismology, the seismic study of stars. We continue by describing the tool we developed to measure surface rotation of stars using photometric data from *Kepler*. We compare it to other methodologies used by the community and show that its efficiency is very high.

In the second part, we apply this tool to around 500 main-sequence and sub-giant solar-like stars. We measure surface rotation periods and activity levels for 300 of them. We show that the measured periods and the ages from asteroseismology do not agree well with the standard period-age relationships and propose to modify these relationships for stars older than the Sun. We also use the surface rotation as a constraint to estimate the internal rotation of a small number of seismic targets. We demonstrate that these stars have, like the Sun, a very low differential rotation ratio.

In the third part, we apply our surface rotation-measuring tool to the most extensive sample of red giants observed by *Kepler*, comprising more than 17,000 stars. We identify more than 360 fast rotating red giants and compare our detection rates with the ones predicted by theory to better understand the reasons for this rapid rotation. We also use stellar modelling to reproduce the internal rotation profile of a particular red giant. This allows us to emphasize how important implementing new angular momentum transport mechanisms in stellar evolution codes is.

This work offers new results that are useful to a very wide community of stellar physicists. It also puts strong constraints on the evolution of solar-like stars' rotation and magnetic activity.

Remerciements

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
Liste des Figures	xv
Liste des Tableaux	xix
1 Introduction à la physique stellaire	1
1.1 Structure et dynamisme des étoiles	1
1.1.1 Naissance, vie et mort des étoiles	3
1.1.2 Structure interne	6
1.1.2.1 Cœur nucléaire	7
1.1.2.2 Zones radiatives	8
1.1.2.3 Zones convectives	9
1.1.3 Processus dynamiques	11
1.1.3.1 Rotation	11
1.1.3.2 Magnétisme	12
1.1.3.3 Cycle d'activité	13
1.2 Le transport de moment cinétique : un problème majeur à résoudre	16
1.2.1 Le modèle standard	16
1.2.2 Les processus non-standards	17
1.2.2.1 Le freinage magnétique	17
1.2.2.2 Pénétration convective et <i>overshoot</i>	18
1.2.2.3 Mélange rotationnel	18
1.2.2.4 Observations non reproduites	20
1.2.3 Les processus "candidats"	21
1.2.3.1 Champ magnétique fossile	21
1.2.3.2 Les ondes de gravité	21
1.3 Organisation du manuscrit	22
I Observations astérosismiques et traitement des données	25
2 La révolution astérosismique	27
2.1 Les bases théoriques	28
2.1.1 Équations fondamentales	28

2.1.2	Modes acoustiques, de gravité et mixtes	31
2.1.2.1	Les modes acoustiques (p)	31
2.1.2.2	Les modes de gravité (g)	32
2.1.2.3	Les modes mixtes	33
2.1.3	L'influence de la rotation et du magnétisme	34
2.1.3.1	La rotation	35
2.1.3.2	Le magnétisme	35
2.1.4	Les processus d'excitation et d'amortissement	37
2.1.4.1	Le mécanisme ϵ	37
2.1.4.2	Le mécanisme κ	37
2.1.4.3	L'excitation stochastique	38
2.1.4.4	Les mécanismes d'amortissement	38
2.2	Les moyens d'observation	39
2.2.1	Comment "voir" des ondes sonores ?	39
2.2.1.1	Méthode des vitesses radiales	39
2.2.1.2	Variations photométriques	41
2.2.2	Les observations sismiques	42
2.2.2.1	Observations au sol	42
2.2.2.2	Les missions spatiales	43
2.2.3	Tour d'horizon des étoiles pulsantes et de leurs spectres	45
2.2.3.1	Les pulsateurs classiques : la bande d'instabilité	45
2.2.3.2	Les étoiles massives	50
2.2.3.3	Les étoiles évoluées	52
2.2.4	Héliosismologie et oscillations de type solaire	53
2.2.4.1	Le spectre solaire	54
2.2.4.2	Spectres d'étoiles en séquence principale	59
2.2.4.3	Spectres d'étoiles évoluées : une mine d'informations	61
3	Détection de la rotation de surface des étoiles	65
3.1	Le satellite <i>Kepler</i>	66
3.1.1	Description du satellite	66
3.1.2	Les données recueillies	67
3.1.3	La problématique du traitement des données	67
3.1.3.1	Les données PDC	68
3.1.3.2	Les données KADACS	69
3.2	La mesure de rotation photométrique	70
3.2.1	Principe de la détection	70
3.2.1.1	Taches stellaires et rotation	70
3.2.1.2	Implications sur l'activité magnétique stellaire	71
3.2.1.3	Avantages et limitations	71
3.2.2	Les techniques utilisées	72
3.2.2.1	Le <i>spot-modeling</i>	72
3.2.2.2	Le spectre de puissance	73
3.2.2.3	L'autocorrélation	73
3.2.2.4	La décomposition en ondelettes	74
3.2.2.5	Un nouvel outil : le spectre composite	75
3.3	Le développement d'un outil global	75
3.3.1	Les différents types de données et leurs avantages	77

3.3.1.1	Les données PDC	77
3.3.1.2	Les données KADACS	77
3.3.1.3	Le problème du filtrage	77
3.3.2	Adaptation des outils existants	78
3.3.2.1	L'ACF	78
3.3.2.2	Les ondelettes	79
3.3.2.3	Le Spectre Composite	79
3.3.3	Comparaison des différents résultats et détermination de la période de rotation	81
3.4	Évaluation et validation de l'outil	82
3.4.1	Déroulement de l'exercice <i>hare and hounds</i>	82
3.4.1.1	Les données simulées	82
3.4.1.2	Les différents groupes et leurs méthodes	85
3.4.1.3	Conclusions de l'exercice	87
3.4.2	Article Aigrain et al. 2015	89

II Rotation et activité magnétique des étoiles de type solaire en séquence principale et phase sous-géante **91**

4	Rotation et activité des étoiles de type solaire	93
4.1	Les étoiles pulsantes de type solaire	93
4.1.1	Histoire rotationnelle des étoiles en séquence principale : les bases de la gyrochronologie	94
4.1.2	Les étoiles sismiques : un échantillon en or	97
4.1.3	Les données utilisées	98
4.2	Activité et rotation	100
4.2.1	Le protocole de mesure	100
4.2.2	Les périodes de rotation	102
4.2.3	L'activité des étoiles : le Sph	103
4.3	Conséquences pour la gyrochronologie	107
4.3.1	Un bon accord observation-théorie	107
4.3.2	Les âges sismiques : vers une calibration fine	108
4.4	Article García et al. 2014a	110
5	La sismologie au service de la gyrochronologie	113
5.1	Le cas particulier des étoiles à planètes	113
5.1.1	Un échantillon sismique : des âges très contraints	114
5.1.1.1	Constitution des deux échantillons	114
5.1.1.2	Mesure des périodes de rotation	115
5.1.1.3	Détermination des âges sismiques	116
5.1.2	Des populations aux comportements similaires	117
5.1.2.1	Une rotation modifiée par les planètes ?	117
5.1.2.2	Une différence qui s'explique par la dépendance en masse	120
5.1.2.3	Des interactions de marées de faible influence	120
5.2	Article Ceillier et al. 2015b	123
5.3	Contraindre les lois de gyrochronologie	131
5.3.1	Un échantillon sismique unique	131
5.3.2	Une rotation anormale des étoiles évoluées	132

5.3.2.1	Comparaison avec une loi empirique	132
5.3.2.2	Comparaison avec des modèles théoriques	134
5.3.3	Un freinage qui s'essouffle : nombre de Rossby critique	134
5.3.3.1	Modèles modifiés : Rossby critique	135
5.3.3.2	Conséquences pour la gyrochronologie	138
5.4	Article van Saders et al. 2015	138
6	La rotation de surface pour contraindre la rotation interne	161
6.1	Estimer la rotation différentielle radiale en séquence principale	161
6.1.1	<i>Splittings</i> rotationnels : plusieurs contributions	162
6.1.1.1	Sensibilité des <i>splittings</i> rotationnels	162
6.1.1.2	<i>Splittings</i> et rotation dans la zone radiative et dans la zone convective	163
6.1.2	Comparer les différentes rotations observées	165
6.1.2.1	Mesure de la rotation de surface	165
6.1.2.2	Détermination de la rotation sismique et de l'angle d'inclinaison	166
6.1.2.3	Déduction de la rotation interne	168
6.2	Article Benomar et al. 2015	171
III	Rotation et activité magnétique des étoiles de type solaire évoluées	173
7	La rotation des étoiles évoluées	175
7.1	Après la séquence principale : phases sous-géantes et géantes rouges	175
7.1.1	Identifier les différents types de géantes rouges	176
7.1.1.1	Phases évolutives et structure interne	176
7.1.1.2	Identification grâce à l'astérosismologie	178
7.1.2	Histoire rotationnelle des étoiles évoluées	180
7.1.3	Une rotation de surface difficilement observable	182
7.2	Identification spectroscopique des géantes rouges à rotation rapide	183
7.2.1	La détection de la rotation via la spectroscopie : le $v \cdot \sin(i)$	183
7.2.2	Identification des rotateurs rapides et anormaux	184
7.2.2.1	Données et méthode	185
7.2.2.2	Identification des rotateurs anormaux	185
7.2.2.3	Comparaison avec les périodes photométriques	186
7.2.3	Les explications probables d'une rotation anormale	188
7.2.3.1	Les étoiles massives à rotation rapide	188
7.2.3.2	Les interactions binaires	189
7.2.3.3	Les <i>mergers</i> : des fusions d'étoiles	190
7.2.3.4	L'accrétion planétaire : des étoiles gloutonnes	191
7.2.3.5	Les interactions des étoiles de faibles masses	191
7.3	Article Tayar et al. 2015	192
7.4	Rotation de surface des géantes rouges	194
7.4.1	Méthodologie employée	194
7.4.1.1	Données et techniques utilisées	194
7.4.1.2	Sélection des détections probables	195
7.4.2	Périodes mesurées	198
7.4.3	Une éventuelle pollution des données	199

7.4.4	Comparaison avec des mesures spectroscopiques	202
7.4.5	Périodes de rotation finales et populations stellaires	203
8	Modéliser le profil de rotation interne d'une géante rouge	205
8.1	Rotation d'une jeune géante rouge : le cas de KIC 7341231	205
8.1.1	Les techniques d'inversion : le profil de rotation radial	205
8.1.2	Le code de Genève : création du modèle nominal	207
8.1.3	Modifications du modèle	208
8.1.3.1	Explorer l'espace des paramètres	208
8.1.3.2	Contraindre la rotation en séquence principale	211
8.1.3.3	Efficacité des processus de transport en phase sous-géante	213
8.2	Article Ceillier et al. 2013	215
9	Conclusions et perspectives	217
9.1	La rotation des étoiles : un point de vue sur l'évolution stellaire	217
9.1.1	Des détections de plus en plus nombreuses et fiables	218
9.1.2	Un diagramme HR rotationnel de plus en plus complet	218
9.1.3	Des mesures pour contraindre la théorie	219
9.1.3.1	Les lois de gyrochronologie	219
9.1.3.2	Les codes d'évolution stellaire	220
9.1.3.3	Vers une rotation différentielle latitudinale observable	220
9.2	Les missions d'observation post- <i>Kepler</i>	221
9.2.1	K2	221
9.2.2	TESS	222
9.2.3	PLATO	223
A	Liste des publications	225
A.1	Publications premier auteur	225
A.2	Publications à contribution majeure	226
A.3	Autres publications	227
	Bibliographie	229

Liste des Figures

1.1	Le diagramme de Hertzsprung-Russell	2
1.2	Les étapes de la formation stellaire.	3
1.3	Le tracé évolutif du Soleil	5
1.4	Diagramme de Kippenhahn.	10
1.5	Structure interne du Soleil.	10
1.6	Rotation interne du Soleil	12
1.7	Taches solaires à la surface du Soleil.	13
1.8	Diagramme papillon du Soleil	14
1.9	Évolution du nombre de taches solaires au cours du temps	14
1.10	Illustrations des effets Ω et α sur le champ magnétique solaire.	15
1.11	Diagramme de Bohm-Vitense	15
1.12	Schéma d'établissement de la circulation méridienne.	19
1.13	Simulation de la circulation méridienne en 2D	19
1.14	Organisation du manuscrit.	23
2.1	Harmoniques sphériques de bas degrés.	29
2.2	Diagramme de propagation du Soleil.	30
2.3	Propagation des modes de pression.	32
2.4	Propagation des modes de gravité.	33
2.5	Propagation des modes mixtes	34
2.6	<i>Splittings</i> rotationnel et magnétique	36
2.7	Mesure des variations de la raie du SiIII pour l'étoile β Crucis, de type β Céphéide.	40
2.8	Spectres d'oscillation du Soleil mesurés en vitesse radiale et en variations photométrique.	41
2.9	Exemple de courbe de lumière observée par le satellite <i>Kepler</i> .	42
2.10	Diagramme HR des étoiles pulsantes.	46
2.11	Courbe de lumière de l'étoile Céphéide HD 112044.	47
2.12	Courbe de lumière d'une étoile RR Lyrae.	48
2.13	Courbes de lumière et spectres de puissance de trois étoiles δ Scuti.	49
2.14	Spectre de puissance de l'étoile roAp KIC 10483436.	49
2.15	Courbes de lumière et spectres de puissance de trois étoiles γ Doradus.	50
2.16	Courbe de lumière et spectre de puissance de l'étoile SPB GSC 00154-00785.	51
2.17	Spectre de puissance et courbe de lumière de l'étoile β Cephei HD 190336.	51
2.18	Courbe de lumière d'une étoile Mira.	52
2.19	Spectre d'oscillation de la naine blanche (DAV) EC14012-1446.	53
2.20	Spectre de puissance des oscillations solaires mesurées par l'instrument GOLF.	55
2.21	Détail des modes p solaires.	56
2.22	Diagramme échelle du Soleil.	57
2.23	Influence de la rotation sur un spectre d'oscillation.	58
2.24	Profil de rotation interne du Soleil pour différentes latitudes.	59
2.25	Spectre de puissance d'oscillateurs de type solaire en séquence principale.	60
2.26	Modes mixtes dans la géante rouge KIC 8366239.	63

3.1	Plan focal du satellite <i>Kepler</i>	66
3.2	Exemple d'une courbe de lumière "brute" du satellite <i>Kepler</i>	68
3.3	Exemple de différents types de corrections pour la courbe de lumière de l'étoile KIC 11026764 (Gemma).	69
3.4	Taches solaires et influence sur la courbe de lumière.	71
3.5	Comparaison entre le périodogramme et l'autocorrélation pour la détection de la rotation de surface.	74
3.6	Analyse de l'étoile KIC 3733735 par la décomposition en ondelettes.	76
3.7	Exemple de résultats du programme d'analyse de la rotation.	80
3.8	Schéma de fonctionnement du programme d'analyse de la rotation.	81
3.9	Résumé des étapes de création des courbes de lumières synthétiques.	84
3.10	Tronçons de la courbe de lumière solaire utilisés pour l'exercice <i>hare and hounds</i>	84
3.11	Comparaison des périodes détectées et des périodes réelles pour chacun des groupes de l'exercice <i>hare and hounds</i>	88
4.1	Évolution de l'émission en Ca^+ , de la rotation de surface et de l'abondance en lithium au cours du temps.	94
4.2	Périodes de rotation mesurées pour les étoiles de différents amas en fonction de leur indice de couleur.	95
4.3	Vitesse et période de rotation des étoiles de type solaire en fonction de leur âge.	96
4.4	Surface décrivant la relation empirique entre la période de rotation, l'âge et l'indice photométrique.	97
4.5	Facteur de <i>crowding</i> C_f et incertitude sur ce paramètre σ_{C_f} des étoiles de type solaire, en fonction de leur magnitude <i>Kepler</i> Kp	99
4.6	Exemple du protocole d'extraction de la rotation de surface pour KIC 12258514.	101
4.7	Diagramme HR modifié ($\Delta\nu-T_{\text{eff}}$) des étoiles de type solaire pour lesquelles une période de rotation a été mesurée.	103
4.8	Histogrammes des périodes de rotation des étoiles de type solaire.	104
4.9	Calcul de l'indice d'activité $S_{ph,k}$ pour le cas de KIC 6448798.	105
4.10	Histogrammes des indices d'activité $\langle S_{ph,k=5} \rangle$ des étoiles de type solaire.	106
4.11	Diagrammes âge-période de rotation pour l'échantillon global d'étoiles de type solaire.	108
4.12	Diagramme âge-période de rotation pour les étoiles dont l'âge est contraint sismiquement.	109
5.1	Diagramme HR des étoiles KOI et de l'échantillon sismique de contrôle.	115
5.2	Comparaison des âges et des masses obtenus par les codes AMP et BASTA pour les étoiles KOI.	117
5.3	Diagramme âge-période de rotation pour les KOI, les étoiles sismiques de contrôle et quatre amas.	119
5.4	Histogrammes des masses des KOI et des étoiles de contrôle.	120
5.5	Diagrammes âge-période de rotation pour les KOI, les étoiles sismiques de contrôle et quatre amas, pour différentes gammes de masses.	121
5.6	Comparaison entre les périodes de rotation prédites par la relation empirique de Barnes (2010) et les périodes mesurées.	133
5.7	Comparaison entre les périodes de rotation issues des modèles théoriques de van Saders & Pinsonneault (2013) et les périodes mesurées.	135
5.8	Évolution rotationnelle stellaire modifiée par l'application d'un seuil Ro_{crit} au freinage magnétique.	137

6.1	<i>Kernels</i> rotationnels du Soleil, de <i>Kepler</i> -25 et de HAT-P-7.	164
6.2	Positions sur le diagramme HR des 22 étoiles étudiées par Benomar et al. (2015).	166
6.3	<i>Splitting</i> rotationnel et angle d'inclinaison provenant de l'analyse sismique de KIC 7206837.	168
6.4	Comparaison entre les fréquences de rotation issues de la spectroscopie et de la photométrie.	169
6.5	Comparaisons entre les fréquences de rotation issues de la sismologie et celles venant de la spectroscopie et de la photométrie.	170
6.6	Taux de rotation différentielle radiale des étoiles de type solaire.	170
7.1	Évolution d'une étoile de $1 M_{\odot}$	176
7.2	Spectres d'étoiles de type solaire à différentes étapes évolutives.	179
7.3	<i>Period spacing</i> $\Delta\Pi_1$ en fonction de la grande séparation $\Delta\nu$, pour les étoiles évoluées.	180
7.4	Période de rotation du cœur des étoiles géantes rouges en fonction de leur rayon.	181
7.5	Périodes de rotation de surface simulées des étoiles en séquences principale et phase sous-géante.	182
7.6	Projection des vitesses de rotation stellaires sur la ligne de visée.	184
7.7	Comparaison des $v \cdot \sin(i)$ obtenus grâce à APOKASC avec les valeurs de la littérature.	186
7.8	Comparaison entre les périodes de rotation des géantes rouges issues de la photométrie et de la spectroscopie.	188
7.9	Vitesse de surface maximum en fonction de la masse et de la gravité de surface des géantes rouges.	189
7.10	Répartition des géantes rouges étudiées en fonction de leur métallicité et de leur masse.	190
7.11	Diagramme HR des géantes rouges <i>Kepler</i>	195
7.12	Exemple de calcul des paramètres H_{ACF} et G_{ACF} pour KIC 12258514.	196
7.13	Distribution des valeurs de G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} pour les courbes synthétiques de l'exercice <i>hare and hounds</i>	196
7.14	Distribution des valeurs de G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} pour les étoiles de l'échantillon sismique.	197
7.15	Histogramme des périodes de rotations mesurées pour les géantes rouges <i>Kepler</i>	199
7.16	Distribution des périodes de rotation des géantes rouges en fonction de leur <i>crowding</i>	200
7.17	Distribution des périodes de rotation des géantes rouges pour différents seuils de <i>crowding</i>	201
7.18	Périodes de rotation des géantes rouges en fonction de leur paramètre $\Delta\nu$	202
7.19	Comparaison des périodes de rotation photométriques des géantes rouges et des valeurs de $v \cdot \sin(i)$ spectroscopiques.	203
8.1	Profil de rotation radiale de l'étoile KIC 7341231.	206
8.2	Tracés évolutifs du modèle de KIC 7341231.	208
8.3	Profil de rotation du modèle nominal de KIC 7341231.	209
8.4	Différences entre les profils des modèles modifiés et le modèle nominal de KIC 7341231.	211
8.5	Profils de rotation de KIC 7341231 avec et sans rotation solide durant la séquence principale.	213
8.6	Profils de rotation de KIC 7341231 lors de la phase géante rouge avec et sans rotation solide durant la séquence principale.	214
8.7	Profils de rotation de KIC 7341231 avant et après la phase de sous-géante.	214

9.1	Champs d'observation de la mission K2 pour 2014, 2015 et 2016.	221
9.2	Champs d'observation du satellite TESS.	222
9.3	Champs d'observation du satellite PLATO.	223

Liste des Tableaux

2.1	Caractéristiques des différents types de pulsateurs classiques.	50
2.2	Caractéristiques des différents types d'étoiles pulsantes massives.	52
2.3	Caractéristiques des différents types d'étoiles pulsantes massives.	53
3.1	Paramètres utilisés dans l'exercice <i>hare and hounds</i> d'Aigrain et al. (2015).	83
3.2	Résumé des résultats des différents groupes lors de l'exercice <i>hare and hounds</i> . . .	87
4.1	Répartition des étoiles de l'échantillon de García et al. (2014a).	102
5.1	Paramètres stellaires des étoiles KOI et de l'échantillon de contrôle.	118
5.2	Paramètres des planètes des KOI et résultats de l'analyse des interactions de marée.	123
6.1	Mesures de la rotation issues des différentes méthodes, pour les étoiles étudiées par Benomar et al. (2015).	167
7.1	Paramètres des géantes rouges en rotation rapide ou anormale.	187
7.2	Explications possibles de la rotation rapide et géantes rouges correspondantes. . .	192
7.3	Nombres d'étoiles isolées grâce aux seuils sur G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} , pour les étoiles sismiques.	198
8.1	Paramètres du modèle nominal de KIC 7341231.	207
8.2	Paramètres des modèles modifiés de KIC 7341231.	209
8.3	Taux de rotations des modèles modifiés de KIC 7341231.	211

CHAPITRE 1

Introduction à la physique stellaire

Sommaire

1.1 Structure et dynamisme des étoiles	1
1.1.1 Naissance, vie et mort des étoiles	3
1.1.2 Structure interne	6
1.1.3 Processus dynamiques	11
1.2 Le transport de moment cinétique : un problème majeur à résoudre	16
1.2.1 Le modèle standard	16
1.2.2 Les processus non-standards	17
1.2.3 Les processus “candidats”	21
1.3 Organisation du manuscrit	22

Les étoiles sont les briques de base de l’Univers actuel. À elles seules, elles transforment les atomes les plus simples et les plus abondants, ceux d’hydrogène, en tous les autres atomes qui forment la matière telle que nous la connaissons sur Terre. Ce sont donc en leur sein qu’ont été produits tous les atomes qui nous composent, faisant de nous de véritables “poussières d’étoiles”¹.

Les étoiles sont également les fondements de toutes les grandes structures de l’Univers à plus grande échelle. Leurs regroupements produisent les galaxies qui elles-mêmes s’agrègent en amas, super-amas et autres super-structures qui constituent l’architecture de notre univers.

Pour comprendre le monde qui nous entoure, cet Univers si vaste qu’il peut en devenir étourdissant, il importe donc de comprendre comment fonctionnent les étoiles, ces minuscules points qui parsèment la voûte céleste. Ils semblent alors si simples... Et pourtant nous allons voir qu’ils renferment des processus physiques complexes et ont une existence parfois très mouvementée.

1.1 Structure et dynamisme des étoiles

Une étoile se définit comme une sphère de plasma auto-gravitante au sein de laquelle ont lieu des réactions de fusion nucléaire. C’est donc une gigantesque boule de gaz ionisé (soit d’atomes tellement chauds que leurs noyaux et leurs électrons se sont séparés) qui est maintenue par l’attraction gravitationnelle que produit son énorme masse et dont les conditions de pression et de température en son cœur permettent de fusionner les noyaux des atomes.

1. D’après l’ouvrage éponyme d’Hubert Reeves.

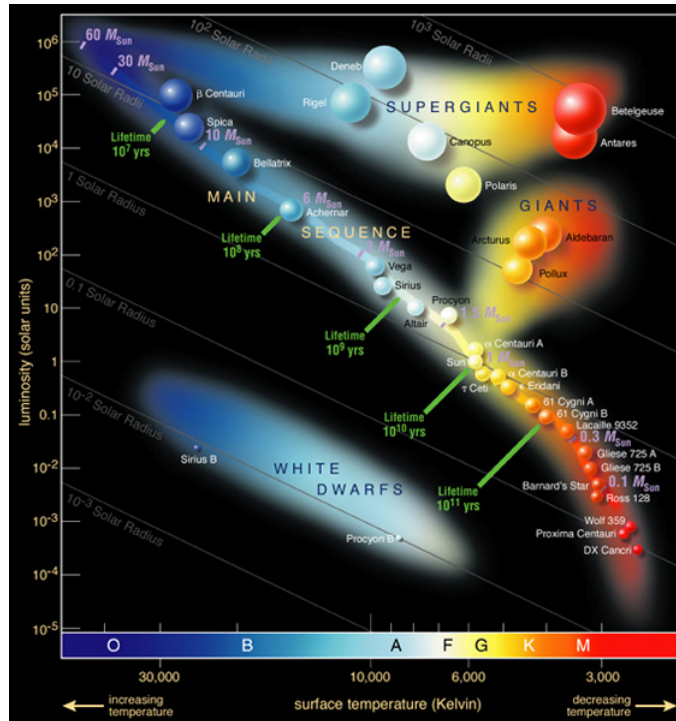


FIGURE 1.1: Le diagramme de Hertzsprung-Russell. Source : ESO.

Au cours de l'Histoire, les astronomes ont découvert de nombreuses sortes d'étoiles aux propriétés variées. Du fait de cette diversité, il peut être difficile de classer les étoiles les unes par rapport aux autres. La classification la plus couramment utilisée en Astrophysique a été créée par le Danois Ejnar Hertzsprung (1873-1967) et l'Américain Henry Norris Russell (1877-1957). Elle place les étoiles sur un diagramme (dit de Hertzsprung-Russell, ou HR) en fonction de leur magnitude absolue (soit leur éclat intrinsèque) et leur type spectral (soit leur couleur). Ce type spectral est désigné par des lettres (O, B, A, F, G, K, M) dont l'ordre peut se retenir facilement grâce à une phrase mnémotechnique simple : *“Oh Be A Fine Girl/Guy, Kiss Me”*. La version actuelle du diagramme HR a remplacé ces grandeurs observationnelles par des paramètres physiques, plus facilement utilisables. La magnitude a donc fait place à la luminosité (L), qui mesure l'énergie totale rayonnée par l'étoile par unité de temps, et le type spectral à la température effective (T_{eff}), aussi dite “de surface”, définie comme la température d'un corps noir qui émettrait la même énergie par unité de temps et par unité de surface que l'étoile. Cette température est à peu près équivalente à celle de la photosphère de l'étoile. Ces deux grandeurs sont reliées par loi de Stefan-Boltzmann, $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, où R est le rayon de l'étoile et σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$). À température identique, une étoile de plus forte luminosité aura donc un plus grand rayon. La Figure 1.1 donne un exemple d'un tel diagramme HR.

Tout au long de sa vie, une étoile se déplace donc sur ce diagramme HR en suivant une trajectoire dictée principalement par sa masse initiale. C'est par la description de cette évolution que nous allons commencer, en nous intéressant tout particulièrement au cas des étoiles de masses comparables à celle du Soleil (M_{\odot}), qui sont les objets d'étude principaux de cette thèse.

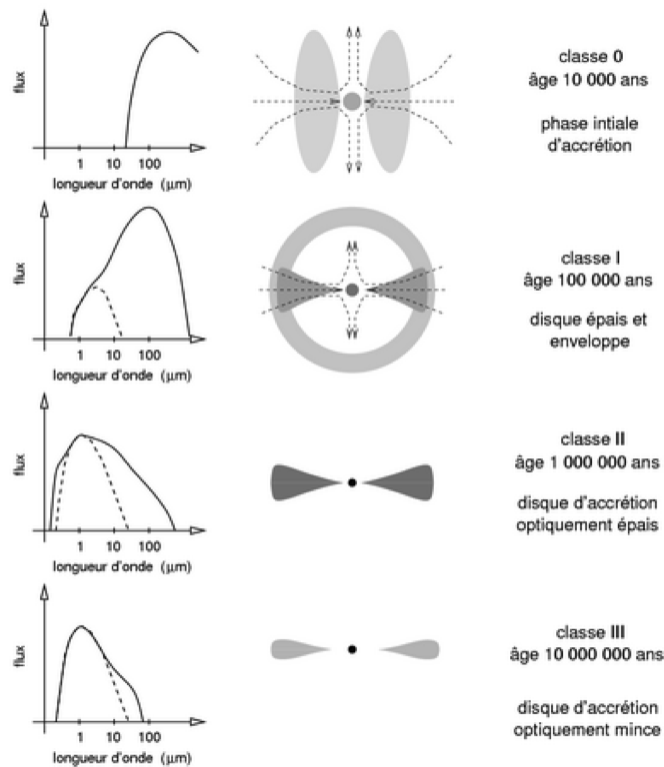


FIGURE 1.2: Les quatre classes observationnelles de la formation stellaire résumées par [André \(1994\)](#). **Gauche** : évolution du spectre d'émission au cours de la formation stellaire. **Centre** : schéma de la géométrie du système. **Droite** : Commentaires et ordre de grandeur de l'âge du système.

1.1.1 Naissance, vie et mort des étoiles

Une étoile se forme à partir d'un nuage interstellaire (ou nuage moléculaire) qui s'effondre sur lui-même suite à une perturbation de son état d'équilibre. Cet effondrement gravitationnel conduit à une contraction et donc à une densification du cœur du nuage. Le milieu devient progressivement opaque et s'échauffe tandis que la matière environnante continue à tomber sur le cœur. Durant cette phase, l'étoile acquiert progressivement sa masse et ne tire son énergie que de l'effondrement gravitationnel. C'est également durant cette phase que se forme le disque d'accrétion autour de l'étoile qui donnera éventuellement naissance à des planètes. Ces différentes étapes sont résumées dans la Figure 1.2.

Tant que l'étoile (qui n'est encore qu'une proto-étoile) ne rayonne qu'en puisant son énergie dans la contraction gravitationnelle quasi-statique, elle est sur ce qu'on appelle la pré-séquence principale. Cette étape est comparativement courte (environ 40 millions d'années pour une étoile de 1 masse solaire, M_{\odot}) vis-à-vis de la durée de vie totale de l'étoile. Lorsque les conditions de densité et de température au cœur de l'étoile le permettent, les réactions de fusion de l'hydrogène en hélium se déclenchent et l'étoile entre sur ce qu'on appelle la séquence principale (SP). Cette phase très stable correspond à la majeure partie de la vie de l'étoile (environ 9,5 milliards d'années pour une étoile de 1 masse solaire, M_{\odot}). Tout au long de la séquence

principale, l'étoile compense l'effondrement gravitationnel grâce à l'énergie produite par la fusion de l'hydrogène en son cœur et consomme progressivement son réservoir d'hydrogène. Avec un âge proche de 4,6 milliards d'années, le Soleil se trouve à un peu moins de la moitié de son passage en SP.

Au cours de la fusion de l'hydrogène sur la séquence principale, l'hélium s'accumule dans le cœur de l'étoile. La suite de son évolution dépend quasi-uniquement de sa masse M :

- $M \approx 0,1 M_{\odot}$: l'étoile est totalement convective. Le cœur est donc toujours approvisionné en hydrogène et la fusion ne s'arrête que lorsque l'étoile est presque totalement composée d'hélium. Elle devient alors inerte et refroidit lentement : c'est ce qu'on appelle une naine blanche d'hélium. Cette évolution reste théorique puisque la durée de vie d'une telle étoile sur la SP (plus de 60 milliards d'années) est supérieure à l'âge de l'Univers.
- $0,1 M_{\odot} < M \leq 0,5 M_{\odot}$: lorsque le cœur de l'étoile est composé d'hélium inerte, l'étoile quitte la séquence principale et commence à brûler l'hydrogène en couche autour du cœur dont la masse, la densité et la température augmentent. Ces deux phénomènes (contraction du cœur et combustion de l'hydrogène en couche) contribuent à augmenter fortement l'énergie produite au sein de l'étoile qui va augmenter considérablement son rayon - et donc refroidir en surface - pour évacuer cette énergie. C'est le début des phases de sous-géante puis de géante rouge. Une telle étoile n'est pas assez massive pour initier la fusion de l'hélium et, quand la fusion de l'hydrogène en couche se termine, elle devient inerte et se transforme en une naine blanche hydrogène-hélium. Cela reste également théorique, une étoile de $0,5 M_{\odot}$ passant plus de 50 milliards d'années sur la séquence principale.
- $0,5 M_{\odot} < M \leq 2,5 M_{\odot}$: l'étoile suit une évolution identique à celle du Soleil. Après une évolution similaire à celle des étoiles de plus faibles masses, elle atteint la phase de géante rouge. La contraction du cœur d'hélium, alimenté par la fusion de l'hydrogène en couche, se poursuit jusqu'à ce que les conditions physiques au centre permettent l'allumage de la fusion de l'hélium en carbone. Pour une étoile de faible masse ($M \leq 2,5 M_{\odot}$), cet allumage se fait violemment et donne naissance à ce qu'on appelle le flash de l'hélium, dû au fait que le cœur est dégénéré. Une fois ce flash passé, la fusion de l'hélium en carbone et oxygène se poursuit de manière plus régulière.

De la même manière que lors de la fusion de l'hydrogène, la fusion du cœur d'hélium conduit à une accumulation de carbone et d'oxygène dans le cœur de l'étoile. Lorsque ces éléments sont suffisamment abondants pour se concentrer au centre, l'hélium et l'hydrogène continuent à brûler en couches autour du cœur. À partir de cette étape, l'étoile va perdre ses couches externes petit à petit tout en continuant les différentes fusions en couches superposées. Les couches expulsées forment une nébuleuse planétaire tandis que l'étoile centrale - constituée de carbone et d'oxygène - continue à se contracter. Arrivée à un certain point de son évolution, les réactions de fusions en couches s'arrêtent.

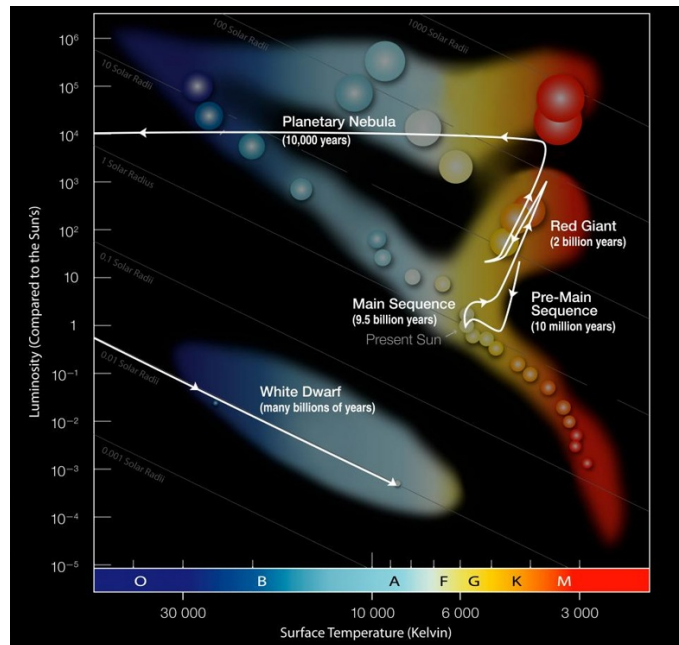


FIGURE 1.3: Le tracé évolutif du Soleil dans le diagramme de Hertzsprung-Russell.

À ce point, la nébuleuse planétaire a disparu, dispersée dans le milieu interstellaire, et l'étoile devient une naine blanche carbone-oxygène, "étoile" de petite taille (typiquement de l'ordre de la taille de la Terre), très dense (de l'ordre d'une tonne par centimètre cube) et sans réactions de fusion. Elle va alors simplement se refroidir progressivement en rayonnant - faiblement, du fait de sa petite surface. Cette évolution est résumée par la Figure 1.3.

- $2,5 M_{\odot} < M \leq 8 M_{\odot}$: l'étoile suit le même type d'évolution mais passe un temps beaucoup plus faible sur la SP et ne passe pas par le flash de l'hélium : l'allumage de la fusion de cet élément dans son cœur est progressif. Elle va également fusionner les différents éléments en couches et dans son cœur et accumuler des éléments de plus en plus lourds en son centre. Elle finit également sa vie en naine blanche mais enrichie en éléments plus lourds (silicium, fer).
- $8 M_{\odot} < M$: l'étoile suit une évolution similaire quoique beaucoup plus rapide. Cependant, son cœur riche en fer est trop dense et subit un effondrement gravitationnel. Selon sa masse, l'étoile peut finir sa vie en supernova gravitationnelle, produisant une étoile à neutrons ou un trou noir.

Pour une vision plus détaillée de l'évolution stellaire, on pourra se reporter à [Kippenhahn et al. \(2012\)](#). Les étoiles ont donc une évolution complexe, qui correspond à des modifications de leur structure et de leur composition internes via divers processus. Voyons à présent plus en détails comment sont constitués ces objets.

1.1.2 Structure interne

Pour étudier la structure interne des étoiles, inaccessible à l'observation directe, on considère les étoiles comme des sphères de plasma dont les conditions internes permettent d'utiliser les approximations magnéto-hydrodynamiques. On peut alors décrire une étoile à partir des équations suivantes :

- **l'équation de conservation de la masse**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1.1)$$

où ρ est la masse volumique d'un volume élémentaire de l'étoile ayant une vitesse \vec{v} .

- **l'équation de Poisson**

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (1.2)$$

où Φ est le potentiel gravifique et G est la constante de gravitation.

- **l'équation du moment**

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\sigma}}, \quad (1.3)$$

où P est la pression totale du plasma, contrainte par l'équation d'état du plasma, $\bar{\bar{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses et \vec{g} , le vecteur gravité, est défini par $\vec{g} = -\vec{\nabla} \cdot \Phi$.

- **l'équation de conservation de l'énergie**

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) s \right] = \rho \epsilon_{\text{prod}} - \vec{\nabla} \cdot (\vec{q} + \vec{v} \cdot \bar{\bar{\sigma}}), \quad (1.4)$$

où T est la température, s est l'entropie spécifique, ϵ_{prod} est le taux spécifique de production d'énergie (il est positif dans le cas des réactions thermonucléaires et négatif dans le cas de production de neutrinos), \vec{q} est le flux de chaleur qui peut s'écrire grâce à la loi de Fourier (généralisée) $\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T$ avec λ tenseur de conductivité thermique.

- **l'équation de conservation des espèces chimiques**

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a \vec{v}_{\text{micro},a}) = - \sum_b r_{ab} n_a n_b + \sum_{cd} r_{cd} n_c n_d \quad \text{pour } a = 1, \dots, N_{\text{espèces}}, \quad (1.5)$$

où $N_{\text{espèces}}$ est le nombre d'espèces chimiques présentes dans le milieu stellaire, n_a est l'abondance volumique de l'espèce a , $\vec{v}_{\text{micro},a}$ est la vitesse microscopique de transport des particules a , r_{ij} est le taux volumique de destruction (si i ou $j = a$) ou de production (si i et $j \neq a$) de l'espèce a par réaction nucléaire. La somme porte sur l'ensemble des réactions nucléaires où l'espèce a intervient.

On obtient ainsi un système de 5 équations non-linéaires couplées. Pour le résoudre, on doit le fermer en faisant appel aux propriétés physiques du milieu. On considère pour cela :

- l'équation d'état du plasma reliant les grandeurs thermodynamiques (P, T, ρ, s, \dots),
- la composition chimique du milieu et les taux de réactions nucléaires,
- les caractéristiques microscopiques du plasma (coefficient de conductivité thermique, coefficients de diffusion, opacité, ...) de manière à décrire les phénomènes microscopiques tels que la diffusion des éléments ou le transfert radiatif,
- la loi de comportement du plasma définissant $\bar{\sigma}$ (équation rhéologique).

Pour modéliser les intérieurs stellaires tels que décrits ci-dessus tout au long de l'évolution d'une étoile, il serait nécessaire de disposer d'outils simulant les modifications spatiales et temporelles de la structure de l'étoile en 3 dimensions (3D), à la fois sur des échelles de temps courtes (caractéristiques de phénomènes tels que la turbulence) et longues (pour tenir compte de la production d'espèces par les réactions nucléaires, par exemple), comme pointé par [Decressin et al. \(2009\)](#). Ces outils devraient tenir compte de phénomènes tels que la rotation (qui génère notamment les accélérations de Coriolis et centrifuge) ou le magnétisme (équations de Maxwell, forces de Laplace), ce qui est complexe et actuellement hors de portée. Il est en revanche possible de modéliser de manière réaliste la structure et la physique d'une étoile en 3D mais sur des échelles de temps beaucoup plus courtes, de l'ordre de la journée ou de la dizaine de jours (voir par exemple [Brun, 2006](#), pour le code dynamique ASH). Ces codes se basent en général sur une estimation de la structure stellaire issue d'un code d'évolution 1D. Ils permettent de comprendre finement les processus physiques à l'œuvre au sein des étoiles et d'étudier la mise en place d'événements fondamentalement dynamiques comme la migration des taches stellaires à la surface des étoiles.

Pour étudier l'évolution stellaire, il est donc nécessaire de réaliser des approximations sur la structure stellaire. Ainsi, la très grande majorité des codes d'évolution stellaire utilisés à l'heure actuelle sont des codes 1D qui prennent de plus en plus en compte les processus dynamiques tels que la rotation (voir par exemple [Eggenberger et al., 2008](#); [Marques et al., 2013](#); [Paxton et al., 2013](#)). Nous verrons plus loin comment ces phénomènes peuvent être intégrés dans des codes 1D. La résolution de la structure stellaire en 1D revient à se placer dans un cas simple : on fera l'hypothèse que l'étoile est à l'équilibre hydrostatique et qu'elle possède une symétrie sphérique. Ainsi, la seule variable spatiale est le rayon r . On peut alors ré-écrire les équations précédentes et résoudre le système après s'être donné des conditions aux limites qui décrivent la surface de l'étoile. Les différentes solutions obtenues dépendent de la manière dont l'énergie est produite et transportée. Elles définissent plusieurs zones distinctes que nous allons maintenant détailler.

1.1.2.1 Cœur nucléaire

Le cœur de l'étoile est le lieu où se déroulent les réactions de fusion nucléaire. C'est à cet endroit, là où la matière subit les plus fortes contraintes dues à la masse gigantesque de l'étoile, que la pression et la température deviennent telles que les noyaux atomiques peuvent franchir par effet tunnel la barrière de potentiel qui les séparent et fusionner pour former des noyaux plus

massifs (Atkinson & Houtermans, 1929). C'est l'énergie produite par cette nucléosynthèse qui permet à l'étoile de rayonner pendant aussi longtemps. Seule, l'énergie gravitationnelle d'une étoile comme le Soleil qui se contracterait lentement ne permettrait de rayonner que pendant une quinzaine de millions d'années, à comparer aux 9 milliards d'années de sa vie en séquence principale. Durant cette phase, les étoiles fusionnent l'hydrogène en hélium grâce à plusieurs réactions qui s'enchaînent et dont le bilan est le suivant :



où p est un proton (noyau d'hydrogène), ${}^4\text{He}$ est un noyau d'hélium (constitué de deux neutrons et deux protons), e^+ est un positron (anti-particule de l'électron), ν_e est un neutrino électronique et Q est l'énergie dégagée par la réaction. Cette énergie dépend de la suite de réactions utilisée pour produire l'hélium et est extrêmement sensible à la température du milieu. Dans le cas des étoiles de type solaire ($M < 1.3M_\odot$), ce sont les chaînes dites proton-proton, ou p-p, qui sont majoritaires. Dans les étoiles plus massives, où les températures centrales sont plus élevées, c'est le cycle Carbone-Azote-Oxygène, ou CNO, qui devient majoritaire car plus efficace à ces hautes températures (Clayton, 1968; Ryan & Norton, 2010).

Comme on l'a vu précédemment, d'autres réaction de fusion ont lieu après la séquence principale. Des éléments de plus en plus massifs peuvent être fusionnés jusqu'à arriver, pour les étoiles les plus massives, à la synthèse du fer pour lequel l'énergie de liaison par nucléon atteint son maximum. Les autres éléments, de numéros atomiques plus élevés, ne peuvent être créés que lors d'explosion de supernovae.

L'énergie produite au cœur de l'étoile par les réactions de fusion doit ensuite être transportée jusqu'à la surface de l'étoile pour y être rayonnée. Les solutions du système d'équations régissant la structure stellaire dépendent d'ailleurs de la manière dont cette énergie est transportée. Au sein d'un fluide, il est possible de transporter l'énergie de trois manières : par conduction, par convection ou par radiation.

Dans le cas de la conduction, les constituants du plasma transportent la chaleur par collisions successives. Cependant, les plasmas solaires sont en général de très mauvais conducteurs de chaleur puisque la très forte densité rend le libre parcours moyen des particules massives extrêmement faible (de l'ordre du centième de mm). Cela rend la conduction hautement inefficace et ce processus est donc totalement négligeable devant les autres types de transport de chaleur. On distingue ainsi au sein des étoiles les zones radiatives et les zones convectives.

Ce qui différencie ces deux types de zones est l'établissement ou non de large déplacements de matière appelés mouvements convectifs.

1.1.2.2 Zones radiatives

Dans les zones radiatives (ZR), ce sont les photons qui transportent l'énergie, des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides, par interaction avec la matière. Même si le parcours moyen des photons est bien plus grand que celui de la matière il reste faible, de l'ordre du

mm, exception faite des couches les plus externes de l'étoile. La résistance de la matière au transport par rayonnement s'exprime par l'opacité κ . En toute rigueur, cette opacité dépend de la fréquence de la radiation. Cependant, on utilise généralement dans les calculs une opacité moyenne appelée opacité de Rosseland, κ_R . On peut exprimer le gradient de température dans le cas d'un transport radiatif comme suit :

$$\nabla_{rad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_{rad} = \frac{3}{64\pi\sigma} \frac{\kappa_R l \rho}{GmT^4} \quad (1.7)$$

où ∇_{rad} est appelé gradient radiatif, σ est la constante de Stefan-Boltzmann, l est la luminosité au rayon r et m est la masse contenue dans une sphère de rayon r . Les zones radiatives ont ainsi une structure stable, stratifiée en densité.

1.1.2.3 Zones convectives

Dans les zones convectives (ZC), ce sont des éléments de matière qui se déplacent au sein de l'étoile et transportent de l'énergie de leur région de départ à celle d'arrivée. Pour comprendre ce mécanisme, déplaçons un petit élément de matière vers le haut. Il va alors se dilater et se mettre à l'équilibre de pression avec son nouveau milieu. On peut supposer que cette expansion est adiabatique car rapide. Il y a alors deux possibilités. Soit l'élément reste plus dense que le milieu environnant et redescend vers sa position d'origine et il y a donc stabilité, comme dans les zones radiatives. Soit il devient moins dense et continue à s'élever via la poussée d'Archimède ce qui conduit à une instabilité. Ainsi, la convection se met en place si la variation de densité lors de la transformation adiabatique est plus petite que celle imposée par la stratification radiative du milieu. Dans le cas d'un gaz non-dégénéré, cela revient à écrire :

$$\nabla_{ad} = \left. \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_s < \nabla_{rad} \quad (1.8)$$

C'est ce critère, dit critère de Schwarzschild, qui définit la transition entre une zone radiative, convectivement stable et stablement stratifiée, et une zone convective.

La convection étant un processus de transport très efficace, tant pour la chaleur que pour la matière elle-même, ces zones sont en général très homogènes dans leur composition. C'est pour cette raison que les codes d'évolution stellaire considèrent en général que le mélange y est instantané et que les teneurs en différents éléments sont les mêmes dans toute la zone convective.

L'étendue et la position de ces zones varient énormément selon les étoiles et dépendent de nombreux critères tels que l'efficacité des réactions de fusion (et donc la quantité de chaleur qu'elles génèrent par unité de masse) ou la métallicité de l'étoile. La Figure 1.4 présente le positionnement des zones radiatives et convectives pour des étoiles de différentes masses, pendant la séquence principale. On peut noter que, pour les étoiles de masses supérieures à celle du Soleil, la zone convective est interne et la zone radiative externe. Cela est dû à la forte exothermie du cycle CNO qui nécessite une extraction de chaleur très efficace dans les régions proches du cœur. Pour le Soleil, la transition de la zone radiative à la zone convective s'explique par

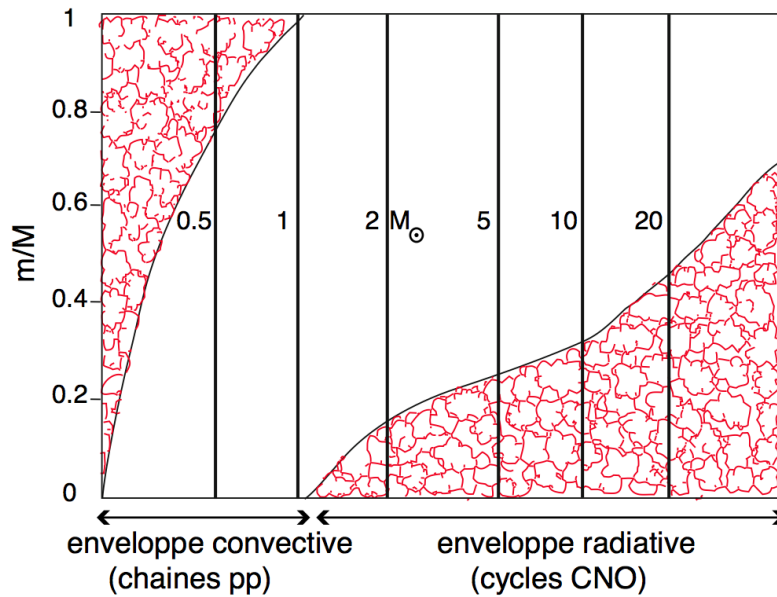


FIGURE 1.4: Diagramme de Kippenhahn présentant la position et l'étendue des zones radiatives et convectives en fonction de la masse de l'étoile. L'ordonnée correspond à la masse relative contenue dans une sphère donnée. Ainsi, la zone radiative du Soleil contient-elle 98% de sa masse totale. Source : [Kippenhahn et al. 2012](#).

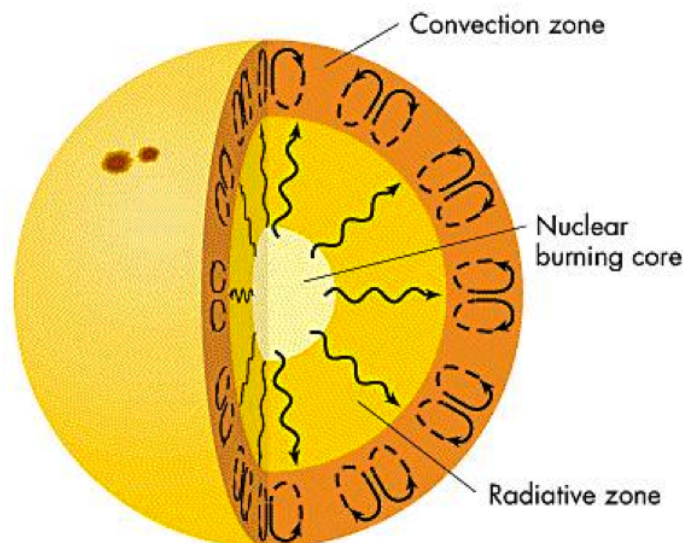


FIGURE 1.5: Schéma de la structure interne du Soleil. Source : Site internet de l'Université de l'Iowa (astro.physics.uiowa.edu/~srs/2950_07/Lecture13_07.ppt).

l'augmentation de l'opacité du plasma. Dans cette région, appelé tachocline, l'état d'ionisation des éléments lourds comme le carbone, l'azote et l'oxygène change, ces noyaux commençant à ré-accréter des électrons. Il est intéressant de constater que cette zone convective ne contient que 2% de la masse du Soleil tandis qu'elle s'étend sur près de 30% de son rayon, comme on peut le voir sur la Figure 1.5.

1.1.3 Processus dynamiques

La structure interne d'une étoile est ainsi la conséquence de la nécessité d'évacuer l'énergie produite par les réactions de fusion thermonucléaires qui ont lieu en son sein. Cependant, de nombreux autres phénomènes influencent la structure et l'évolution des étoiles. Parmi ceux-ci, nous nous intéresseront ici aux processus dits dynamiques, qui sont au nombre de trois : la rotation, le magnétisme et le cycle d'activité qui est un produit de l'interaction des deux premiers.

1.1.3.1 Rotation

Comme tous les objets qui peuplent notre univers (galaxies, planètes, satellites, anneaux, ...), les étoiles sont en rotation. Cette rotation est pour ainsi dire inscrite dans les gènes de l'étoile puisqu'elle provient de la rotation du nuage de gaz à l'origine de la formation de l'étoile. Même si cette rotation est très faible, la contraction du nuage conduit à l'accélérer, par conservation du moment angulaire. L'étoile commence donc sa vie avec une rotation initiale, qui se modifiera au cours de sa vie (voir [Gallet & Bouvier, 2013, 2015](#)). Nous y reviendrons à la Section 1.2. Le Soleil, par exemple, a une période de rotation moyenne de 26 jours. Depuis la Terre qui est elle-même en rotation autour du Soleil, cette période nous apparaît comme étant de 27 jours, notre planète progressant sur son orbite pendant que le Soleil tourne. Ce fait est connu depuis le XVII^e siècle lorsque l'astronome allemand Johannes Fabricius observe le Soleil au télescope et constate que les taches solaires, ces zones plus sombres à la surface du Soleil, se déplacent régulièrement dans une direction donnée.

La rotation d'une étoile n'est pas nécessairement homogène. Les variations qui peuvent exister produisent ce qu'on appelle la rotation différentielle. Il en existe deux types : la rotation différentielle latitudinale et la rotation différentielle radiale ([Brown, 1985](#)). La rotation différentielle latitudinale correspond à une différence du taux de rotation entre l'équateur de l'étoile et ses pôles (voir par exemple [Reiners, 2006](#); [Croll et al., 2006](#); [Fröhlich et al., 2012](#); [Lanza et al., 2014](#)). Dans le cas du Soleil, l'équateur effectue une rotation complète en 25,6 jours tandis qu'aux pôles, cette période est de 36 jours. Les premières observations de cette rotation différentielle latitudinale datent également du XVII^e siècle et sont dues au jésuite allemand Christoph Scheiner. Pour la plupart des étoiles où une rotation différentielle en latitude a pu être mesurée, l'équateur tourne plus vite que les pôles. On se trouve alors dans le cas d'une rotation dite solaire. Néanmoins, certaines étoiles peuvent avoir un comportement opposé, leurs pôles tournant plus vite que leur équateur, comme c'est le cas de HD 31993 ([Kitchatinov & Rüdiger, 2004](#)). On parle alors de rotation anti-solaire.

La rotation différentielle radiale correspond à une différence du taux de rotation des différentes couches de l'étoile ([Christensen-Dalsgaard et al., 1985](#)). Ainsi, le cœur d'une étoile ne tourne pas nécessairement à la même vitesse que sa surface. Comme on peut le voir dans la Figure 1.6, dans le cas du Soleil la rotation différentielle latitudinale se maintient à peu près dans toute la zone convective tandis que la zone radiative montre une rotation uniforme ([Thompson et al.,](#)

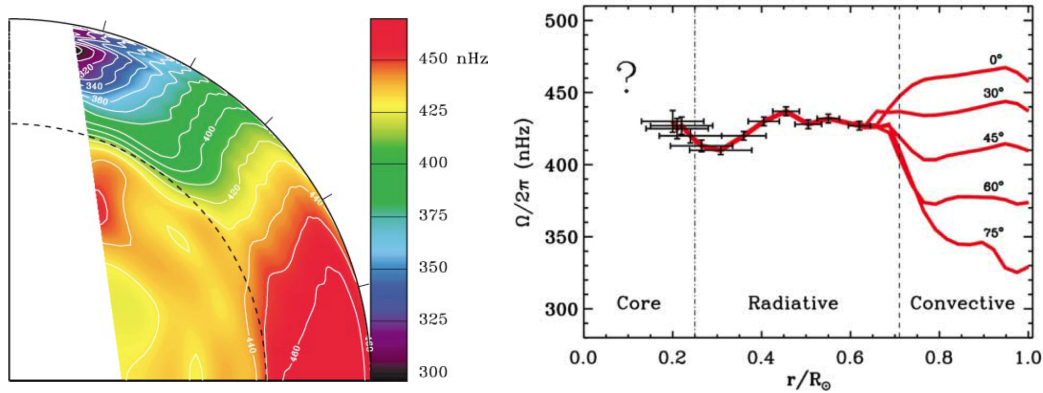


FIGURE 1.6: La rotation interne du Soleil. **Gauche** : Rotation des couches externes (tiré de [Thompson et al. 2003](#)). **Droite** : Profils de rotation interne à différentes latitudes (tiré de [García et al. 2007](#)).

[2003](#); [García et al., 2007](#)). La rotation du centre-même du Soleil n'est pas encore déterminée. Nous verrons au Chapitre 7 que les sous-géantes et les géantes ont généralement un cœur qui tourne plus vite que leur surface (voir, entre autres, [Beck et al., 2012](#); [Mosser et al., 2012b](#); [Deheuvels et al., 2012, 2014, 2015](#)).

Cette rotation stellaire a une grande influence sur les processus de mélange au sein de l'étoile (voir Section 1.2) et sur son champ magnétique.

1.1.3.2 Magnétisme

Les étoiles étant des boules de plasma, donc de gaz chaud ionisé en mouvement, des champs magnétiques y sont nécessairement créés. Ceux-ci peuvent avoir des configurations et des échelles extrêmement variées. La manifestation la plus visible du magnétisme dans le Soleil est la présence de taches solaires à sa surface. Celles-ci sont produites par l'émergence de tubes de champ magnétique qui perturbent la convection et créent des zones plus froides que le reste de l'étoile. Ce sont des structures transitoires, qui ont une durée de vie de l'ordre de quelques rotations solaires. On peut en voir des exemples dans la Figure 1.7.

Le champ magnétique d'une étoile peut être de deux types : dynamo ou fossile. Le champ magnétique à grande échelle qui entoure le Soleil est de type dynamo. Il est généré par les mouvements de rotation du plasma ionisé de la zone convective et ensuite entretenu et amplifié par les mouvements convectifs turbulents de ce plasma (voir par exemple [Brun et al., 2004](#); [Charbonneau, 2010](#)). Le champ magnétique ainsi créé va lui-même contraindre les mouvements du plasma via la force de Lorentz, formant une boucle de rétro-action. Le champ magnétique fossile provient lui du champ présent dans le nuage de gaz initial qui, de même que la rotation, est amplifié par la contraction. Il pourrait également être formé par effet dynamo dans les toutes premières phases de l'étoile. Il peut ensuite être piégé dans les zones radiatives de l'étoile une fois celles-ci formées et y rester stable ([Braithwaite & Spruit, 2004](#); [Duez & Mathis, 2010](#)). Dans le cas du Soleil, les modélisations 3D tendent à montrer qu'un tel champ ne pourrait rester

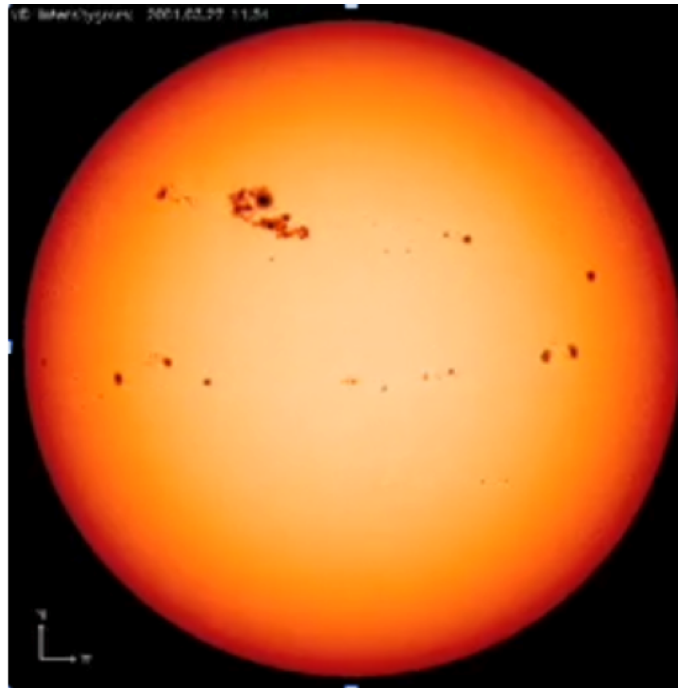


FIGURE 1.7: Taches solaires à la surface du Soleil. Source : Site web de l'instrument MDI (<http://soi.stanford.edu/data/>).

confiné dans la ZR (voir [Strugarek et al., 2011a](#)). Les étoiles massives, en revanche, possèdent une épaisse couche radiative externe et peuvent posséder un champ de type fossile ([Neiner et al., 2015](#); [Wade et al., 2014](#)).

1.1.3.3 Cycle d'activité

Les phénomènes magnétiques solaires évoluent au cours du temps. Les taches solaires apparaissent et disparaissent en quelques dizaines de jours, par exemple. Sur de plus grandes durées, il a été observé que leur nombre varie et qu'elles se déplacent progressivement vers l'équateur (voir Figure 1.8). Ces variations longues se répètent régulièrement tous les 11 ans et ont été observées du XVII^e à nos jours : c'est ce qu'on appelle le cycle de 11 ans du Soleil. La Figure 1.9 montre ainsi l'évolution du nombre de taches observées à la surface du Soleil au cours du temps. Le cycle de 11 ans y est aisément repérable. Ce cycle, dont on comprend encore mal les variations et notamment les longs minima, s'explique par des interactions complexes entre le champ magnétique dynamo, la convection et la rotation différentielle du Soleil (voir par exemple [Charbonneau, 2005](#)). Ainsi, au cours d'un cycle solaire le champ magnétique initialement poloidal va, du fait de la rotation différentielle du plasma où sont ancrées les lignes de champ, s'enrouler autour du Soleil pour créer un champ magnétique toroïdal. On appelle ce phénomène l'effet Ω . La rotation du Soleil combinée aux mouvements turbulents du plasma va alors contraindre les lignes de champ qui vont se tordre et former des boucles selon ce qu'on appelle l'effet α . Le champ toroïdal est alors transformé en un champ poloidal dont la polarité est inversée par rapport au champ initial. Ces deux effets sont illustrés sur la Figure 1.10. Au cours d'un cycle,

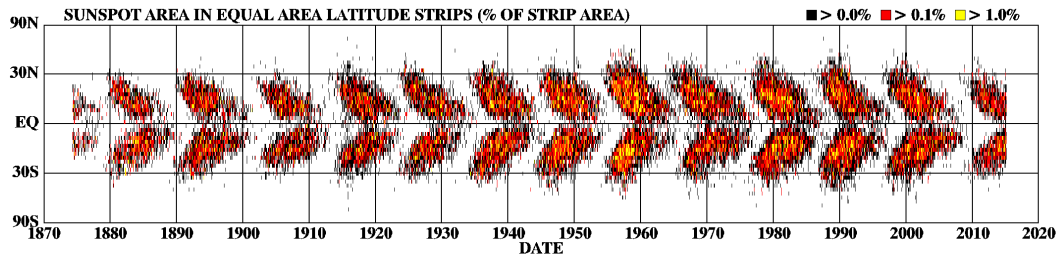


FIGURE 1.8: Diagramme dit “papillon” présentant la position en latitude des taches solaires au cours du temps. En début de cycle, les taches apparaissent à des latitudes de 30° puis elles migrent progressivement vers l'équateur. Source : NASA.

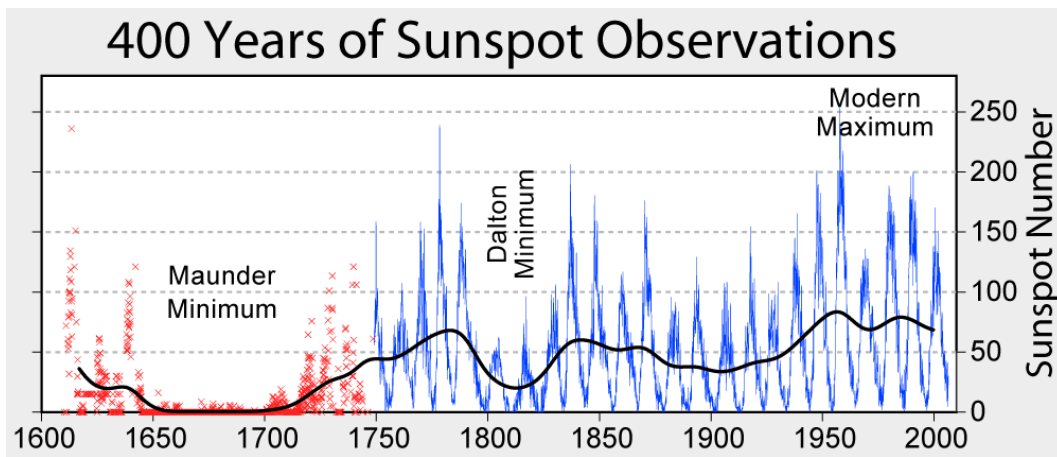


FIGURE 1.9: Évolution du nombre de taches solaires au cours du temps. Le cycle de 11 ans est clairement visible ainsi que ses variations et ses minima. Crédits : Robert A. Rohde.

on peut donc observer une fluctuation d'intensité du champ magnétique et une inversion de la polarité de ce champ.

Si le nombre de taches est un bon indicateur de l'activité magnétique solaire, il en existe d'autres qui lui sont corrélés. Ainsi, le flux radio à une longueur d'onde de 10,7 cm émis par le Soleil (Kundu, 1965; Covington, 1969) ou encore l'indice chromosphérique Ca II K (Noyes et al., 1984) suivent la même évolution que le nombre de taches au cours d'un cycle solaire. Or, ces indices sont mesurables pour d'autres étoiles que le Soleil, pour lesquelles il est impossible de détecter directement les taches à la surface. Il est donc possible, grâce à des observations spectroscopiques, de mesurer l'activité d'étoiles lointaines et même, dans certains cas, d'identifier des cycles d'activité similaires au cycle de 11 ans du Soleil. Lorsqu'on compare la durée de ces cycles d'activité à la période de rotation des étoiles, deux branches se distinguent. On peut visualiser ces deux branches sur la Figure 1.11. On trouve d'une part les étoiles “actives” (en bleu) pour lesquelles la durée du cycle augmente peu avec la période de rotation et d'autre part les étoiles “inactives” (en rouge) pour lesquelles la durée du cycle augmente rapidement lorsque la période de rotation s'allonge. Dans un tel diagramme, le Soleil apparaît comme une étoile singulière, qui se place exactement à mi-chemin entre les deux régimes. Nous y reviendrons au Chapitre 4. Encore une fois, les mécanismes à l'origine de ces cycles et de ces différents régimes

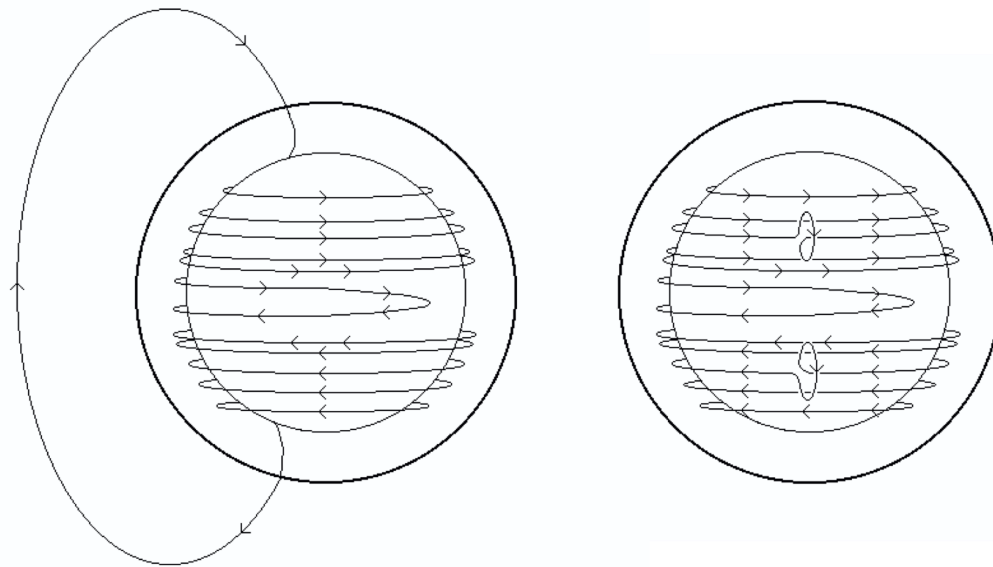


FIGURE 1.10: Illustrations des effets Ω (gauche) et α (droite) sur le champ magnétique solaire. On peut observer que l'effet Ω est dû à la rotation différentielle qui enroule les lignes de champ autour de l'étoile. L'effet α est quant à lui produit par la tension des lignes de champ qui se tordent et forment des boucles. Source : Solar Science (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/dynamo.shtml>).

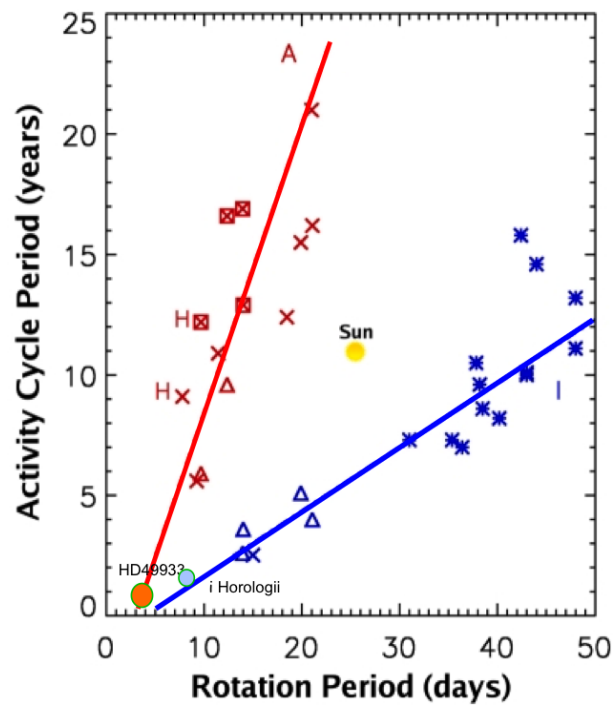


FIGURE 1.11: Diagramme dit "de Bohm-Vitense" présentant le rapport entre durée du cycle d'activité et période de rotation (adapté de [Böhm-Vitense 2007](#)).

de dynamo ne sont à l'heure actuelle que partiellement compris et font l'objet de débat au sein de la communauté.

On voit donc combien la compréhension de la rotation des étoiles est importante pour comprendre leur comportement. Il est en particulier fondamental de comprendre comment la rotation d'une étoile peut évoluer au cours de sa vie et donc modifier son activité magnétique. C'est pourquoi nous allons à présent nous intéresser à la manière dont le moment cinétique est transporté dans une étoile.

1.2 Le transport de moment cinétique : un problème majeur à résoudre

L'évolution du moment cinétique global d'une étoile ainsi que la répartition de son moment cinétique interne est un enjeu majeur pour l'étude de l'activité stellaire. Dans cette partie, nous allons présenter les différents mécanismes permettant un tel transport, dans le contexte des codes d'évolution stellaire qui permettent de reproduire l'évolution d'une étoile tout au long de sa vie. Nous reviendrons plus en détails sur l'évolution de la rotation des étoiles en séquence principale dans le Chapitre 4 et des étoiles évoluées au Chapitre 7. Commençons ici par présenter le modèle standard des codes d'évolution stellaire.

1.2.1 Le modèle standard

En matière d'évolution stellaire, on appelle modèle "standard" celui où les étoiles sont considérées à l'équilibre hydrostatique et radiatif. Dans ce modèle, les seules régions mélangées sont les zones convectives. Dans les zones radiatives, les seules modifications de composition chimique sont dues à la diffusion microscopique ainsi qu'au tri gravitationnel (voir [Alecian et al., 2013](#)). Ce modèle reproduit relativement bien l'évolution stellaire dans ses grandes lignes et en particulier la transition entre la séquence principale et les phases de sous-géantes et géantes rouges. Cette transition serait impossible à obtenir dans le cas d'une étoile totalement homogène en composition, ce qui valide l'hypothèse que les ZR ne sont pas mélangées.

Cependant, de nombreuses observations ne peuvent être décrites quantitativement par ce modèle. Ainsi, les caractéristiques fondamentales de l'étoile, telles que le rayon ou la température effective, ne peuvent être reproduites précisément. Un autre problème rencontré par ce modèle est la faible abondance d'un isotope du lithium, le ${}^7\text{Li}$, observée à la surface du Soleil et d'autres étoiles d'âges comparables ou supérieurs. Cet isotope est présent en grande quantité dans le milieu interstellaire et donc également dans la composition initiale des étoiles. Il ne peut ensuite être détruit qu'à des températures relativement élevées, de l'ordre de celle des couches internes du Soleil. Ainsi, il n'est pas possible de le détruire dans la ZC externe des étoiles et la teneur en ${}^7\text{Li}$ de cette ZC devrait rester constante durant toute la séquence principale. Or on observe au contraire une diminution très nette de son abondance à la surface des étoiles. Il doit alors nécessairement exister un processus permettant de transporter ce lithium à travers la ZR, de manière à le détruire (voir [Herbig, 1965](#); [Boesgaard & Tripicco, 1986](#); [Charbonnel & Talon, 2005](#)). Des observations d'enrichissement de ZC en produits de fusion tels que le ${}^4\text{He}$ vont également dans le sens d'un transport en ZR.

Le modèle standard doit donc être modifié pour pouvoir reproduire ces différentes observations et il apparaît clairement que des processus de mélange de la ZR doivent être ajoutés. Qui plus est, le modèle standard est fondamentalement statique et ne tient pas compte du fait que les étoiles sont en rotation, possèdent un champ magnétique et peuvent être parcourues par différents types d'ondes. Voyons donc quels sont les processus non standards qui permettent d'améliorer ce modèle.

1.2.2 Les processus non-standards

Nous allons donc présenter dans cette partie les processus de transport qui viennent compléter le modèle standard. Nous nous intéresserons ici à trois phénomènes : le freinage magnétique, la pénétration convection et le mélange rotationnel. Pour une revue détaillée des processus de transport dans les étoiles, on pourra se reporter à [Mathis \(2013\)](#).

1.2.2.1 Le freinage magnétique

Ce premier processus n'est pas un processus de transport de moment cinétique à l'intérieur des étoiles mais au contraire un moyen pour l'étoile de perdre de son moment cinétique global. Les étoiles de masses comparables à celle du Soleil émettent durant la séquence principale un vent de particules (principalement des protons et des électrons) qui s'échappent de la couronne stellaire (en quelque sorte l'atmosphère de l'étoile, qui est extrêmement chaude). Ces particules chargées restent liées au champ magnétique de l'étoile qui s'étend bien au-delà du rayon de l'étoile. Elles restent ainsi en co-rotation avec l'étoile jusqu'à une distance définie par le rayon d'Alfvén du plasma constitutif du vent, de l'ordre de 0,25 Unité Astronomique (UA, demi-grand axe de l'orbite terrestre) soit $3,7 \cdot 10^7$ km ou encore près de $54 R_{\odot}$. Le découplage entre le vent et le champ magnétique s'effectue ainsi très loin de la surface de l'étoile et les particules du vent emportent alors avec elles une partie du moment cinétique de l'étoile ([Schatzman, 1962](#)). La perte de masse engendrée par ce phénomène est très négligeable pour ce genre d'étoile (de l'ordre de $10^{-14} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ pour le Soleil). En revanche, les particules se découplant de l'étoile à très grande distance, le bras de levier devient important et la perte de moment cinétique n'est plus négligeable (le temps caractéristique de perte de moment cinétique du Soleil est comparable à son âge). Ce mécanisme de freinage est donc intimement relié à la puissance ([Kawaler, 1988](#)) et la géométrie ([Réville et al., 2015](#)) du champ magnétique stellaire ainsi qu'à la rotation de l'étoile ([Matt et al., 2012](#)).

Ce phénomène de perte de moment cinétique par le vent stellaire freine directement les points d'ancrage des lignes de champ magnétique. Ainsi, ce sont les couches externes de l'étoile qui vont être ralenties, tendant à créer une rotation différentielle radiale.

1.2.2.2 Pénétration convective et *overshoot*

Ce processus permet cette fois bien de transporter le moment cinétique au sein de l'étoile. Il est lié aux mouvements de convection des ZC et plus précisément à ce que deviennent les éléments convectifs à la limite des ZC. Si les ZC sont complètement mélangées, le temps caractéristique de mélange associé étant de l'ordre de l'année, les expériences de laboratoire et les observations géophysiques ont montré que, du fait de leur inertie, les panaches convectifs ne s'arrêtent pas brusquement à la limite de la ZC mais peuvent pénétrer plus ou moins dans les régions stables adjacentes, en l'occurrence les ZR. Ceci étendant la zone d'effet de la convection, elle implique directement un mélange partiel des ZR.

Il existe deux régimes pour ce processus, qui dépendent des propriétés du milieu et des structures convectives pénétrant dans la ZR, appelées "plumes" convectives. Le passage d'un régime à l'autre dépend du nombre de Peclet, qui s'exprime de la manière suivante :

$$Pe = \frac{LV}{K}, \quad (1.9)$$

où L est la dimension des plumes, V leur vitesse et K la diffusivité thermique du milieu (voir [Zahn, 1991](#); [Rieutord & Zahn, 1995](#)). On peut alors avoir deux cas. Si $Pe \gg 1$, comme c'est le cas pour la tachocline du Soleil, les plumes conservent leurs propriétés thermiques et donc subissent fortement l'action de la poussée d'Archimède ce qui les empêche de pénétrer profondément la ZR. On parle alors de pénétration convective. Si $Pe < 1$, les plumes se mettent rapidement à l'équilibre thermique avec le milieu environnant et peuvent plonger plus avant dans la ZR, accentuant le mélange : c'est l'*overshoot*.

Ces deux processus induisent un mélange de la ZR mais celui-ci est limité à l'interface de celle-ci avec la ZC. Ils ne peuvent donc expliquer à eux seuls le cas des éléments chimiques qui traversent toute la ZR, comme par exemple ${}^7\text{Li}$ qui doit être amené jusqu'aux régions plus profondes du Soleil pour être détruit par les réactions de fusion (voir par exemple [Pinsonneault, 2010](#)).

Du point de vue des codes d'évolution stellaire, la pénétration convective et l'*overshoot* sont modélisés comme un mélange partiel d'une couche de la ZR en contact avec la ZC.

1.2.2.3 Mélange rotationnel

C'est la rotation de l'étoile qui va pouvoir répondre au problème du transport à travers la ZR. Les forces d'inertie générées par celle-ci, associées à la viscosité du milieu, vont permettre l'établissement d'une circulation de matière à grande échelle dans la zone radiative. Voyons plus précisément comment s'établit cette circulation, appelée circulation méridienne ([Zahn, 1992](#); [Maeder & Zahn, 1998](#); [Mathis & Zahn, 2004](#)), pour une étoile de type solaire. On pourra se reporter à [Zahn \(2013\)](#) pour une description complète de ce mécanisme.

Nous avons vu que le vent stellaire exerce un freinage sur la surface de l'étoile. Ce freinage conduit à une certaine rotation différentielle radiale dans l'étoile et donc à un cisaillement

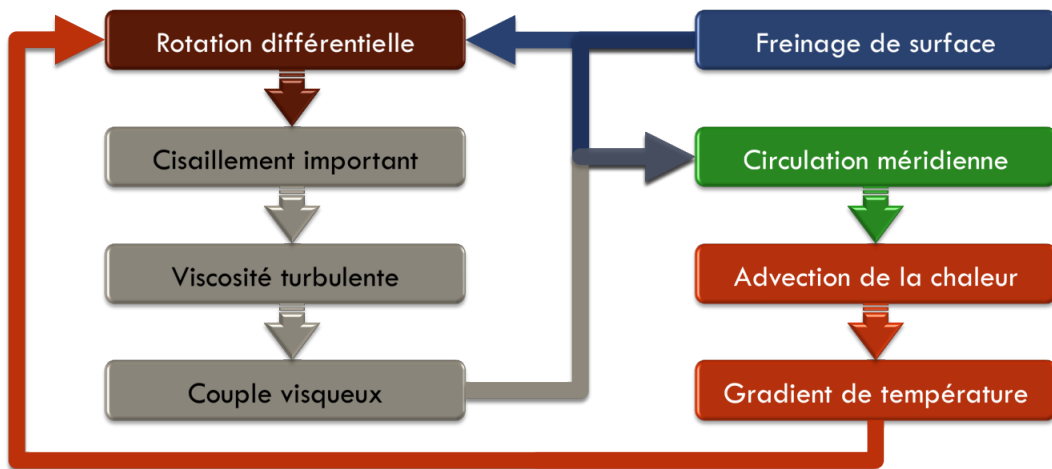
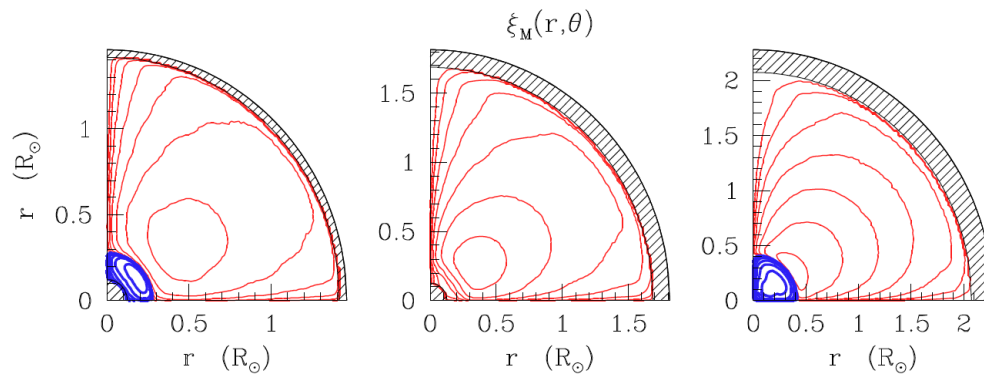


FIGURE 1.12: Schéma d'établissement de la circulation méridienne.

FIGURE 1.13: Simulation de la circulation méridienne en 2D, pour une étoile de $1,5M_{\odot}$ à différentes étapes de son évolution en séquence principale (Fig. 6 de [Decressin et al. 2009](#)). Les lignes rouges indiquent une circulation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, induisant un transport vers la surface, et les bleus une circulation dans le sens opposé, induisant un transport vers le cœur. Les parties hachurées correspondent aux zones convectives.

important entre les couches ayant des taux de rotation différents. Le plasma stellaire ayant une certaine viscosité, ce cisaillement se traduit par l'apparition d'une viscosité turbulente qui exerce un couple visqueux entre les différentes couches de l'étoile. Ce couple va permettre d'équilibrer le bilan de moment cinétique, perturbé par le freinage dû au vent, en établissant une circulation méridienne. Cette circulation, phénomène d'advection de matière et de moment cinétique, va également transporter de la chaleur et créer des disparités de température. Ce gradient de température crée alors un vent thermique qui modifie la rotation différentielle ([Rieutord, 2006](#); [Decressin et al., 2009](#)). Ce système bouclé est résumé par la Figure 1.12 et les boucles de circulation de matière qu'il produit sont visibles sur la Figure 1.13.

Un point important concernant la circulation méridienne est qu'il s'agit d'un processus d'advection capable de transporter les éléments chimiques, la chaleur et le moment cinétique. Son établissement va donc conduire à une modification du profil de rotation interne de l'étoile.

Pour quantifier les effets de la circulation méridienne, on fait l’hypothèse que dans les régions radiatives, convectivement stables et stratifiées, la diffusion turbulente verticale est beaucoup plus faible que dans la direction horizontale. On peut alors considérer que les gradients horizontaux sont efficacement réduits et que la rotation est de type “shellular”, c’est à dire dépend principalement de la coordonnée radiale : $\Omega(r, \theta) = \bar{\Omega}(r)$. Ce transport de moment peut alors être implémenté dans les codes d’évolution stellaire en l’exprimant de la façon suivante (Zahn, 1992) :

$$\rho \frac{d}{dt} (r^2 \bar{\Omega}) = \frac{1}{5r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 \bar{\Omega} U) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \nu_v r^4 \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial r} \right), \quad (1.10)$$

où $\bar{\Omega}$ est le taux de rotation moyen de la coquille sphérique de rayon r , U est la vitesse verticale moyenne de la circulation méridienne et ν_v est la viscosité verticale du milieu. L’implémentation de ce processus de transport permet aux codes d’évolution stellaire de reproduire les abondances de surface observées, comme par exemple celle du ${}^7\text{Li}$ pour les étoiles massives ($M > 10 M_{\odot}$).

1.2.2.4 Observations non reproduites

L’ajout de ces différents processus au sein des codes d’évolution stellaire permet de résoudre les problèmes évoqués précédemment et d’avoir une bonne idée de l’évolution de la rotation de étoiles durant la séquence principale.

Cependant, de nouvelles observations concernant la rotation des étoiles évoluées viennent mettre à nouveau en difficulté ces codes d’évolution. Tout d’abord, la rotation de surface des naines blanches, ces objets très évolués qui sont les anciens noyaux des géantes rouges, est plus faible de plusieurs ordres de grandeur que à ce que prédisent les simulations (voir Suijs et al., 2008). À un moment de l’évolution, ces cœurs ont donc dû être freiné par un processus de transport de moment cinétique non être implémenté.

Corroborant ces résultats, les observations sismiques des étoiles sous-géantes et géantes rouges ont montré que si les cœurs de ces étoiles tournaient effectivement plus vite que leur surface, l’écart entre ces taux de rotation était encore une fois plus faible de plusieurs ordre de grandeur que les prévisions des modèles (voir par exemple Deheuvels et al., 2014, 2012; Marques et al., 2013; Mosser et al., 2012b). Nous y reviendrons au Chapitre 8. De même que pour le cas des naines blanches, ces observations impliquent qu’il est impératif d’inclure un ou plusieurs nouveaux processus de transport de moment cinétique dans les codes d’évolution stellaire.

Enfin, ces processus ne permettent pas de reproduire fidèlement l’abondance en lithium à la surface des étoiles de faibles masses et en particulier du Soleil. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer le transport induit par les ondes internes de gravité que nous allons présenter dans la partie suivante (Charbonnel & Talon, 2005). De plus, les modèles incluant tous ces processus sont incapables de reproduire de manière satisfaisante le profil de la vitesse du son dans le Soleil, déduit des observations sismiques (Turck-Chièze et al., 2010).

1.2.3 Les processus “candidats”

À l’heure actuelle, les processus de transport de moment cinétique qui sont envisagés pour expliquer ces différences sont au nombre de deux : le transport par l’action d’un champ magnétique fossile et l’extraction de moment par les ondes de gravité. Voyons tout d’abord les effets du champ magnétique sur la rotation.

1.2.3.1 Champ magnétique fossile

Dans les intérieurs stellaires, et d’une manière générale dans tous les plasmas, le champ magnétique est fortement couplé à la matière ionisée qui constitue le milieu via les équations de la magnéto-hydro-dynamique (MHD). Dans le cas d’un champ magnétique fort en ZR, le mélange de phase des ondes d’Alfvén conduit la rotation à devenir uniforme sur les surfaces définies par les lignes de champ, ce qui réduit fortement la rotation différentielle (voir [Mathis, 2013](#); [Spruit, 1999](#)). Dans le cas d’un champ magnétique axisymétrique, cela mène à un état dit de Ferraro où la rotation est gelée le long des lignes de champ poloïdales (voir par exemple [Spada et al., 2010](#); [Strugarek et al., 2011b](#)). Si le champ magnétique est non-axisymétrique, on obtient une rotation uniforme (voir [Moss, 1992](#)).

L’hypothèse selon laquelle les étoiles de type solaire pourraient avoir un champ magnétique interne fossile, reste du champ magnétique primitif, pourrait expliquer le peu de rotation différentielle observée à l’intérieur des géantes rouges. Ces champs étant par définition présent dans les ZR internes de ces étoiles, ils auraient pour effet de fortement limiter la rotation différentielle entre le cœur et la tachocline, ce qui correspond bien aux observations. Cependant, il reste actuellement difficile d’expliquer comment un tel champ pourrait rester confiné durant toute la séquence principale pour pouvoir s’exprimer lors des phases de sous-géante et de géante rouge. Des travaux de modélisation 3D de [Strugarek et al. \(2011a\)](#) ont testé la proposition de [Gough & McIntyre \(1998\)](#) selon laquelle il doit exister un champ magnétique dans la zone radiative du Soleil. Ils tendent à montrer que si ce champ profond existait, il se couplerait nécessairement par diffusion ohmique à la ZC externe de l’étoile et perdrait son caractère confiné.

1.2.3.2 Les ondes de gravité

Le deuxième processus envisagé repose sur l’action des ondes de gravité qui se propagent dans les régions centrales des étoiles de type solaire. Ces ondes, dont la force de rappel est la poussée d’Archimède, sont sensibles à l’action de la force de Coriolis et deviennent alors des ondes gravito-inertielles ([Mathis et al., 2008](#)). Confinées dans la ZR, elles peuvent se propager dans le même sens que la rotation (ondes progrades) ou dans le sens inverses (ondes rétrogrades) et peuvent transporter du moment cinétique qui est déposé dans le milieu lorsqu’elles sont dissipées, principalement par diffusion thermique ([Schatzman, 1993](#); [Zahn et al., 1997](#)). Les ondes progrades transportent un moment cinétique positif tandis que les ondes rétrogrades transportent un moment cinétique négatif. Or elles sont excitées au niveau de la base de la zone

convective et se propagent ensuite dans les régions radiatives plus profondes et plus rapides. Leurs fréquences sont alors modifiées par effet Doppler ce qui conduit à une dissipation plus importante pour les ondes progrades. Les ondes de hautes fréquences, dissipées à proximité de la ZC, peuvent ainsi créer une zone de fort cisaillement selon le phénomène appelé *Shear Layer Oscillation* (SLO, Talon & Charbonnel, 2005). Cette zone de cisaillement modifie alors la dissipation des ondes de plus basses fréquences. Dans le cas d'une rotation interne plus grande qu'au niveau de la base de la ZC, les ondes progrades seront plus fortement dissipées par la SLO, permettant aux ondes rétrogrades d'extraire du moment cinétique des couches profondes (Talon et al., 2002; Talon & Charbonnel, 2005).

Ces ondes non stationnaires ne sont pas accessibles aux observations et ont donc été étudiées par le biais de modèles (Zahn et al., 1997). La modélisation 3D d'intérieurs stellaire a permis d'étudier leur propagation et leur excitation (voir par exemple Alvan et al., 2014b). Ces prescriptions ainsi que des développements théoriques ont conduit à l'inclusion de ce processus dans certains codes d'évolution et à l'évaluation de son impact sur l'histoire rotationnelle des étoiles (Talon & Charbonnel, 2008; Charbonnel et al., 2013; Mathis et al., 2013). Si cette inclusion permet de réduire l'écart entre prédictions et observations, le comportement de ces ondes reste complexe et difficile à prendre en compte. Actuellement, il ne semble pas que ce processus soit suffisant pour expliquer totalement les faibles taux de rotation des cœurs de géantes (Fuller et al., 2014).

Nous avons vu à présent combien la physique stellaire est un domaine vaste et complexe. Pour en améliorer notre compréhension, il est nécessaire de faire dialoguer la théorie et les observations. Nous avons vu qu'il est possible d'obtenir de très nombreuses informations sur une grande variété d'étoiles et que ces observations permettent de contraindre fortement les modèles numériques et de faire évoluer les développements théoriques qui les sous-tendent.

Voyons à présent comment sont présenté dans ce manuscrit les travaux réalisés durant cette thèse.

1.3 Organisation du manuscrit

Ce travail de thèse a pour but d'améliorer notre connaissance de la rotation des étoiles sismiques de type solaire. Ces étoiles ont été choisies car l'observation de leurs modes d'oscillation permet d'estimer leurs propriétés générales (masse, rayon) et, dans certains cas, de contraindre leur structure. De plus, elles ont une structure interne proche de celle du Soleil et leur étude peut mener à une meilleure compréhension des mécanismes physiques à l'œuvre dans notre étoile hôte.

Dans ce but, nous étudierons donc la rotation des étoiles par plusieurs moyens : **le traitement de données**, **l'analyse des rotations** de différentes populations stellaires et **la modélisation**. Nous obtiendrons ainsi une vision de la rotation à la surface et à l'intérieur des étoiles à travers le diagramme HR. Les chapitres sont ainsi organisés en trois parties, comme cela est résumé par la Figure 1.14 :

- Dans la **première partie**, nous présenterons tout d'abord le cadre dans lequel s'inscrit ce travail de thèse, l'astérosismologie, et détaillerons les différentes informations et contraintes qu'il est possible d'obtenir via l'étude sismique des étoiles. Nous détaillerons ensuite la méthode de mesure de la rotation de surface des étoiles à partir d'observations photométriques qui a été développée durant cette thèse, en la comparant aux autres méthodologies utilisées par la communauté.
- Dans la **deuxième partie**, nous étudierons à l'aide de cette méthode la rotation de surface d'étoiles de type solaire en séquence principale et en phase sous-géante. Nous verrons comment ces résultats peuvent se combiner à l'estimation des âges stellaires via la sismologie pour contraindre les théories d'évolution de la rotation des étoiles de faibles masses. Nous détaillerons enfin comment la rotation de surface peut venir en complément des observations sismiques de la rotation pour estimer la rotation interne des étoiles en séquence principale.
- Dans la **troisième partie**, nous continuerons à suivre l'évolution des étoiles de type solaire pour nous intéresser aux phases évoluées : sous-géante et géante rouge. Nous verrons comment il est possible de mesurer la rotation de certains de ces objets et détaillerons les différentes sources de rotation rapide pour des étoiles dans ces phases avancées. Nous terminerons par l'étude d'une géante rouge pour laquelle il est possible d'estimer le profil de rotation interne et utiliserons la modélisation stellaire pour estimer l'efficacité des processus de transport implémentés et montrer la nécessité de considérer de nouveaux mécanismes de transport de moment cinétique dans les codes d'évolution stellaire.

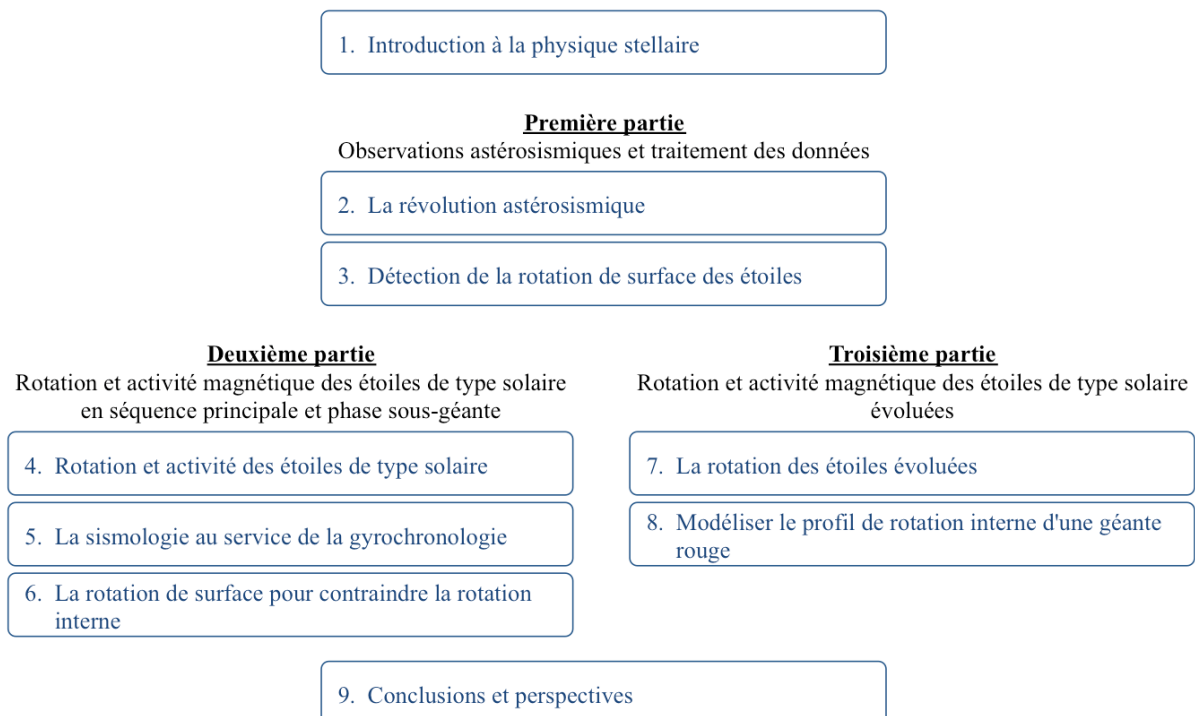


FIGURE 1.14: Organisation du manuscrit.

Première partie

Observations astérosismiques et traitement des données

CHAPITRE 2

La révolution astérosismique

Sommaire

2.1 Les bases théoriques	28
2.1.1 Équations fondamentales	28
2.1.2 Modes acoustiques, de gravité et mixtes	31
2.1.3 L'influence de la rotation et du magnétisme	34
2.1.4 Les processus d'excitation et d'amortissement	37
2.2 Les moyens d'observation	39
2.2.1 Comment "voir" des ondes sonores ?	39
2.2.2 Les observations sismiques	42
2.2.3 Tour d'horizon des étoiles pulsantes et de leurs spectres	45
2.2.4 Héliosismologie et oscillations de type solaire	53

L'un des problèmes qui se pose lorsque l'on veut étudier les étoiles est qu'il est difficile d'obtenir des informations sur ces objets. Seul le Soleil est suffisamment proche de nous pour qu'il soit possible d'en étudier la surface avec précision, les autres étoiles étant des points brillants non résolus. Et même dans le cas du Soleil, les photons que nous recevons sur Terre sont émis par la photosphère, couche externe et opaque, et il nous est donc impossible de voir l'intérieur de notre étoile. Déjà en 1926, Arthur Eddington décrivait l'intérieur des étoiles comme l'endroit le plus inaccessible à l'étude scientifique de l'univers ([Eddington, 1926](#)).

Dans le cas du Soleil, il est possible d'obtenir des informations sur les conditions thermodynamiques du cœur nucléaire en étudiant les neutrinos produits par les réactions de fusion ([Davis Jr., 1993](#)). Ces neutrinos sont en revanche extrêmement difficiles à détecter et cette méthode n'est donc pas applicable à d'autres étoiles que le Soleil. Il existe néanmoins une manière de sonder les intérieurs d'un grand nombre d'étoiles. De la même manière qu'il est possible de déduire la composition du sous-sol terrestre de la propagation des ondes sismiques produites par les séismes, l'étude des ondes qui se développent dans les étoiles nous renseigne sur leur structure : c'est ce qu'on appelle l'astérosismologie ([Christensen-Dalsgaard, 1984](#)). La suite de ce chapitre présente les bases de la théorie des oscillations stellaires, décrit les différentes méthodes d'observation de ces oscillations et détaille les informations qu'il est possible de déduire de leur étude.

2.1 Les bases théoriques

La théorie des oscillations stellaires est un domaine vaste et complexe, qui implique de nombreux processus physiques. Elle a été présentée en détails dans des publications très complètes comme par exemple les ouvrages de référence *Asteroseismology* (Aerts et al., 2009), *Lecture notes on Stellar Oscillations* (Christensen-Dalsgaard, 2003) et *The Pulsations of the Sun and the Stars* (Rozelot & Neiner, 2011). Nous nous contenterons ici d'en présenter les grandes lignes qui sont utiles pour la compréhension des chapitres suivants.

2.1.1 Équations fondamentales

Les oscillations stellaires peuvent être considérées comme des perturbations de la structure stellaire autour d'un état d'équilibre hydrostatique. Pour étudier ces perturbations d'un point de vue théorique, il est nécessaire de considérer certaines hypothèses, valides en première approximation pour les intérieurs stellaires :

- Oscillations indépendantes de l'évolution : le temps caractéristique d'évolution de l'étoile est très grand devant l'échelle de temps dynamique des oscillations.
- Petites perturbations : on considère que les oscillations sont de petite amplitude et peuvent être traitées comme des perturbations autour de l'équilibre hydrostatique.
- Adiabaticité : on suppose que les oscillations se font de manière adiabatique.
- Gravitation et pression uniquement : on ne tient pas compte des effets dus à la rotation ou au champ magnétique (forces de Laplace).

Il est alors possible de ré-écrire les équations de l'hydrodynamique (voir Partie 1.1.2) en tenant compte de ces hypothèses :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} P - \rho \vec{\nabla} \Phi, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} P = c_s^2 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho \right], \quad (2.4)$$

où c_s est la vitesse du son adiabatique. Ces équations sont ensuite linéarisées en développant chaque variable X en un état de référence (ou d'équilibre) X_0 et une perturbation X' . Une fois

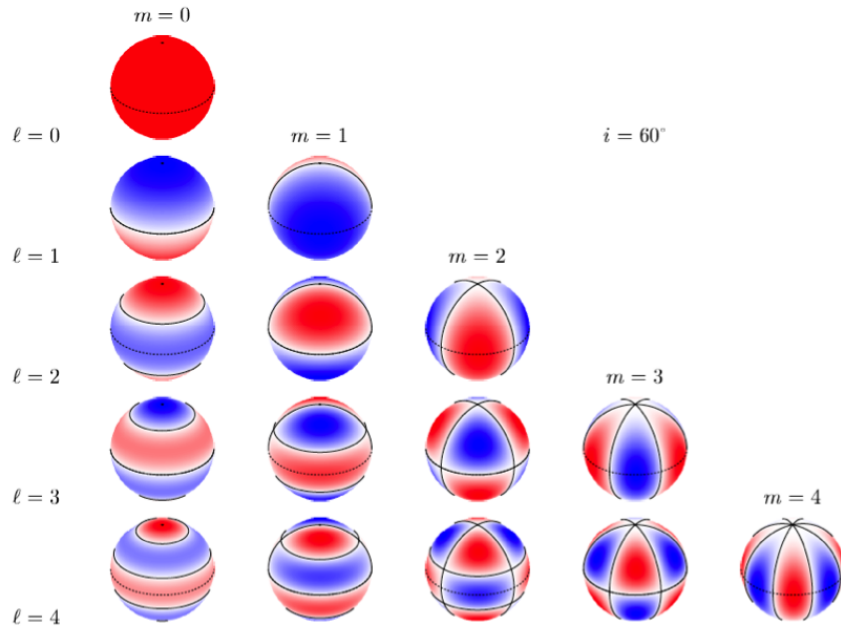


FIGURE 2.1: Partielle réelle des harmoniques sphériques pour $0 \leq l \leq 4$ et $0 \leq m \leq l$. Les lignes de nœuds sont représentées par des lignes continues. La ligne en pointillés représente l'équateur. L'angle i correspond à l'angle sous lequel la sphère (ou l'étoile) est observée. Les zones rouges et bleues correspondent respectivement aux valeurs positives et négatives de l'harmonique. Pour les oscillations stellaires, ces représentations peuvent s'interpréter comme celles des modes propres : à un instant donné, les zones rouges se soulèvent tandis que les bleues descendent ; une demi-période plus tard c'est l'inverse. Source : Ballot (2004).

négligé les termes d'ordres 2, les équations précédentes deviennent :

$$\rho' + \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}) = 0 \quad \text{où} \quad \vec{v}' = \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}, \quad (2.5)$$

$$\Delta \Phi' = 4\pi G \rho', \quad (2.6)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} P' - \rho_0 \vec{\nabla} \Phi' - \rho' \vec{\nabla} \Phi_0, \quad (2.7)$$

$$P' + \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} P_0 = c_s^2 (\rho' + \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} \rho_0). \quad (2.8)$$

Ces équations étant homogènes, linéaires et à coefficients indépendants, elles admettent des solutions séparables en temps et en espace et périodiques en temps de la forme suivante :

$$X'(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\widetilde{X}'(\vec{r}) e^{i\omega t} \right], \quad (2.9)$$

où ω est la pulsation de l'oscillation considérée. De plus, la symétrie sphérique du problème permet d'exprimer la partie spatiale de cette solution sur la base des harmoniques sphériques $Y_{l,m}$ dont les caractéristiques sont présentées sur la Figure 2.1.

Nous ne rentrerons pas ici dans les détails de la résolution de ce système d'équations. En faisant certaines hypothèses, notamment que l et/ou n sont grands, il est possible de dériver une

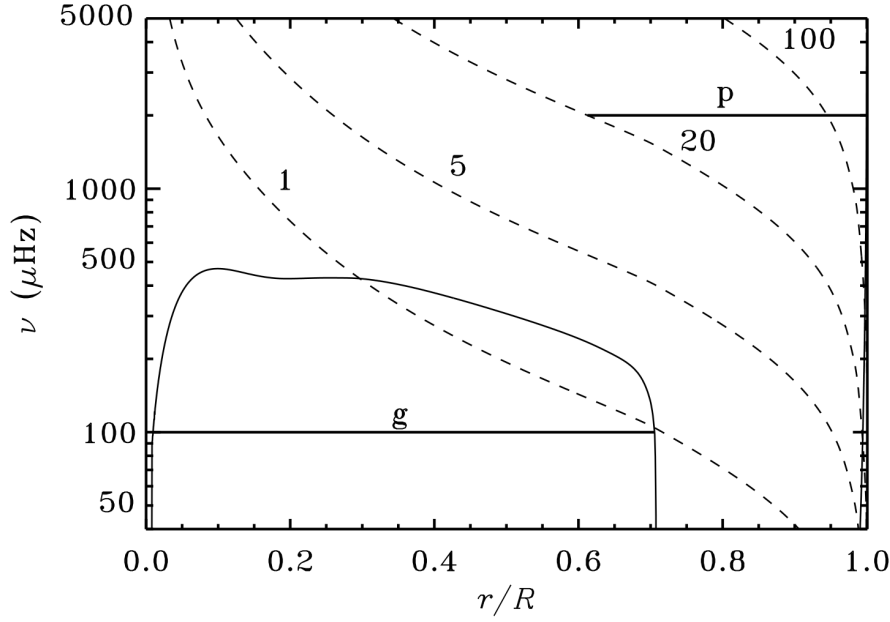


FIGURE 2.2: Diagramme de propagation du Soleil. Les profils représentés sont ceux de la fréquence de Brunt-Väisälä (trait plein) et des fréquences de Lamb (pointillés) pour différentes valeurs du degré l , pour un modèle standard du Soleil. Source : [Christensen-Dalsgaard \(2003\)](#).

équation simple pour la composante radiale du vecteur déplacement $\vec{\xi}$:

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right) \xi_r, \quad (2.10)$$

où apparaissent la pulsation de Lamb S_l et la pulsation de Brunt-Väisälä N qui sont définies de la manière suivante :

$$S_l^2 = \frac{l(l+1)c_s^2}{r^2}, \quad (2.11)$$

$$N^2 = -g_0 \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial r} - \frac{1}{\Gamma_1 P_0} \frac{\partial P_0}{\partial r} \right) \quad \text{où} \quad \Gamma_1 = \left. \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right|_s, \quad (2.12)$$

Γ_1 étant le premier exposant adiabatique. Ces fréquences sont fondamentales puisqu'elles définissent les zones de propagation des différents types d'oscillations solutions du problème. En effet, les solutions sont oscillantes et les ondes peuvent se propager si et seulement si $|\omega| > N$ et $|\omega| > S_l$ ou $|\omega| < N$ et $|\omega| < S_l$. Dans les autres cas, les solutions sont exponentiellement décroissantes et les ondes sont évanescentes. Les profils des fréquences associées à ces pulsations sont présentés dans le diagramme de propagation de la Figure 2.2, pour le cas du Soleil.

Comme dans le cas d'une corde oscillante où les modes stationnaires ne peuvent avoir que des longueurs d'ondes fixées, les conditions aux limites de ces zones de propagation conduisent à une nouvelle quantification caractérisée par l'indice n . Les oscillations stationnaires, ou modes d'oscillations, qui se développent dans les intérieurs stellaires sont donc caractérisés par trois entiers n , l et m :

- n , l'ordre radial : il représente le nombre de nœuds le long d'un rayon.

- l (≥ 0), le degré : il représente, dans le cas $m = 0$, le nombre de nœuds du mode sur la sphère (les modes $l = 0$ sont donc les modes radiaux), voir Figure 2.1.
- m ($-l \leq m \leq l$), l'ordre azimutal : il représente le nombre de lignes de nœuds sur une sphère et passant par les pôles, voir Figure 2.1.

Chaque mode d'oscillation possède ainsi une pulsation propre $\omega_{n,l,m}$, associé à une fréquence propre $\nu_{n,l,m} = \omega_{n,l,m}/2\pi$. Dans le cas d'une étoile parfaitement sphérique (et donc pour l'instant sans rotation) le problème est dégénéré en m et on a $\nu_{n,l,m} = \nu_{n,l}$. Intéressons-nous à présent aux différents types de modes qui peuvent exister au sein des étoiles.

2.1.2 Modes acoustiques, de gravité et mixtes

2.1.2.1 Les modes acoustiques (p)

Les modes p correspondent au cas où $|\omega| > N$ et $|\omega| > S_l$. Ils proviennent de la superposition d'ondes sonores progressives dont la force de rappel est le gradient de pression. Pour ces modes, on peut simplifier l'expression de l'équation (2.10) et considérer en première approximation :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} \approx \frac{1}{c_s^2} (S_l^2 - \omega^2) \xi_r. \quad (2.13)$$

Dans le cas des étoiles de type solaire, ces modes se propagent jusqu'à la surface. À proximité de la limite externe de l'étoile, la baisse violente de la densité conduit à un phénomène de réflexion des ondes. Au sein des étoiles, les ondes subissent un phénomène comparable à la réfraction qui les redirige progressivement vers la surface. Elles sont ainsi piégées entre la surface et un rayon r_t appelé point de retournement interne. Ce rayon dépend du degré de l'onde considéré et est nul pour $l = 0$, comme on peut le voir aisément sur la Figure 2.2. Ainsi, plus les modes ont un degré l petit, plus ils sondent les profondeurs de l'étoile, les modes $l = 0$ étant les seuls à se développer dans l'étoile entière, du cœur jusqu'à la surface. La Figure 2.3 montre comment se propagent les ondes de pression pour certaines valeurs de l .

Il est possible de réaliser un développement asymptotique pour ces modes p, valables pour les modes de hautes fréquences (Tassoul, 1980). Ce développement et les approximations qu'il nécessite sont valides pour les fréquences observées dans les étoiles de type solaires et permettent de dériver la relation asymptotique suivante :

$$\nu_{n,l} = \frac{\omega_{n,l}}{2\pi} \approx \left(n + \frac{l}{2} + \epsilon \right) \Delta\nu, \quad \text{avec} \quad \Delta\nu = \left[2 \int_0^R \frac{dr}{c_s} \right]^{-1}, \quad (2.14)$$

où ϵ est une constante de phase. On peut noter l'importance que revêt la vitesse du son c_s dans cette formule. Les modes p observés, qui dévient peu de cette relation, suivent ainsi un schéma régulier que nous verrons plus en détails dans la Section 2.2.4. En particulier, les modes p de même degré l et d'ordres n successifs sont équidistants en fréquence.

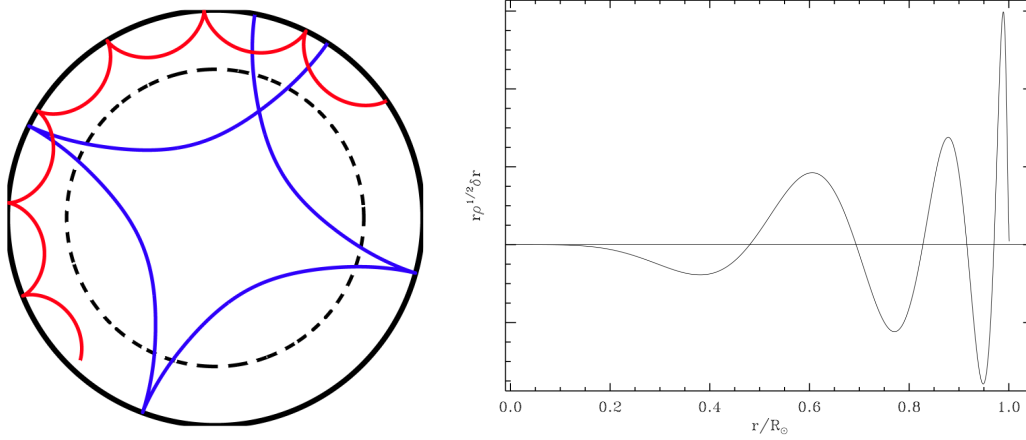


FIGURE 2.3: **Gauche** : Tracé de rayons d'ondes de pression pour deux degrés l différents, dans le Soleil. L'énergie cinétique des ondes se propage le long de ces rayons. La ligne en pointillé marque la base de la zone convective, ce qui permet de voir que les modes p se propagent également dans la zone radiative. Source : [Alvan \(2014\)](#). **Droite** : Fonction propre d'un mode p ($l = 5, n = 5$) dans le Soleil. Cette fonction décrit l'amplitude du déplacement en fonction du rayon, pondérée par la masse de la coquille sphérique à ce rayon. Comme pour tous les modes p solaires, l'amplitude est nettement plus importante à proximité de la surface de l'étoile. Source : [Ballot \(2004\)](#).

Comme le montre la Figure 2.3, ces modes d'oscillation ont une grande amplitude à la surface des étoiles de type solaire, ce qui rend leur observation possible pour un grand nombre d'étoiles. Leur étude permet de déduire un grand nombre de caractéristiques stellaires, comme nous le verrons dans la Section 2.2.4.

2.1.2.2 Les modes de gravité (g)

Les modes g correspondent au cas où $|\omega| < N$ et $|\omega| < S_l$. Ils proviennent de la superposition d'ondes de gravité progressives dont la force de rappel est la poussée d'Archimède. Pour ces modes, on peut simplifier l'expression de l'équation (2.10) et considérer en première approximation :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} \approx \frac{1}{\omega^2} (\omega^2 - N^2) \frac{l(l+1)}{r^2} \xi_r. \quad (2.15)$$

Ces modes se propagent uniquement dans les zones radiatives des étoiles, où N^2 est non nulle et positive (dans les ZR, $N^2 \lesssim 0$). Elles sont également piégées entre deux points de retournement qui dépendent de leur degré l et du profil de N . Un exemple de zone de propagation est donné sur la Figure 2.2. Au-delà de cette zone, les ondes de gravité deviennent évanescentes. La Figure 2.4 montre comment se propagent les ondes de gravité pour certaines valeurs de l . Par convention, les modes g sont noté avec un ordre n négatif, pour les différencier des modes p.

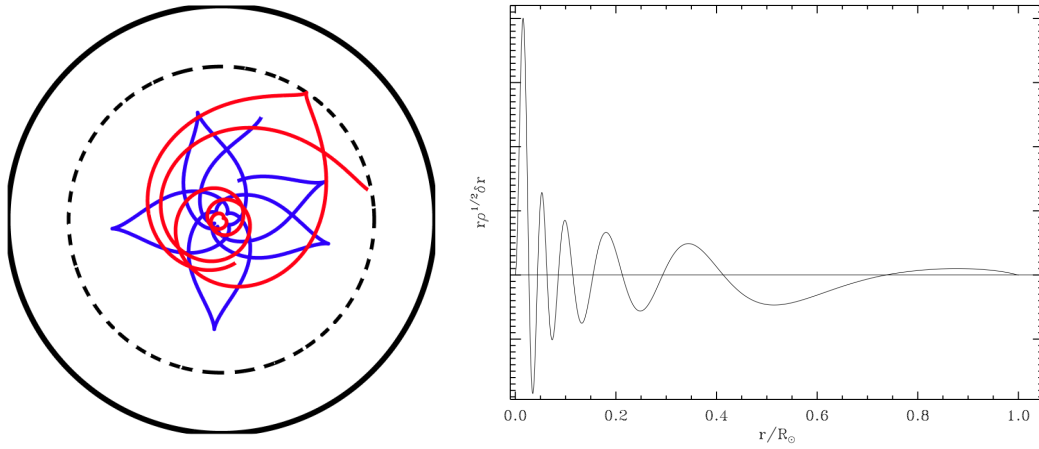


FIGURE 2.4: **Gauche** : Tracé de rayons d'ondes de gravité pour deux degrés l différents, dans le Soleil. L'énergie cinétique des ondes se propage le long de ces rayons. La ligne en pointillé marque la base de la zone convective, ce qui permet de voir que les modes g sont piégés dans la zone radiative. Source : [Alvan \(2014\)](#). **Droite** : Fonction propre d'un mode g ($l = 2$, $n = -10$) dans le Soleil. Cette fonction décrit l'amplitude du déplacement en fonction du rayon, pondérée par la masse de la coquille sphérique à ce rayon. Comme pour tous les modes g solaires, l'amplitude est nettement plus importante à proximité du cœur de l'étoile. Source : [Ballot \(2004\)](#).

Dans le cas des modes g , un développement asymptotique est également possible ([Tassoul, 1980](#)). La relation dérivée est différente de celle des modes p et s'écrit :

$$\nu_{n,l} = \frac{\omega_{n,l}}{2\pi} \approx \frac{\sqrt{l(l+1)}}{(n + \frac{l}{2} + \delta) \Pi_0}, \quad \text{avec} \quad \Pi_0 = 4\pi^2 \left[\int_{r_1}^{r_2} N \frac{dr}{r} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

où r_1 et r_2 sont les rayons limites de la zone où sont piégés les modes (la ZR interne pour le Soleil) et δ est une constante de phase. C'est ici la pulsation de Brunt-Väisälä N qui joue un rôle prépondérant. On constate que les modes g de même degré l et d'ordres n successifs sont équidistants en période, et non en fréquence comme les modes p . La période Π_0 est appelée *period spacing* et est ainsi fortement liée aux conditions thermo-physiques dans la ZR (donc du cœur pour les étoiles de type solaire de faibles masses).

Comme le montre la Figure 2.4, ces modes d'oscillation ont une faible amplitude à proximité de la surface des étoiles, ce qui rend leur observation très difficile pour les étoiles de type solaire. Dans le cas du Soleil où les observations sont extrêmement riches et précises, ces modes ont pu être détectés mais uniquement via leurs caractéristiques asymptotiques et non en tant que modes individuels ([García et al., 2007](#)).

2.1.2.3 Les modes mixtes

Les modes mixtes sont, comme leur nom l'indique, un mélange des modes p et g . Ils sont issus d'un couplage entre les cavités de propagation de ces deux types de modes qui se produit par un mécanisme proche de l'effet tunnel lorsque leurs fréquences sont suffisamment proches et que la zone où ils sont évanescents est fine. Les ondes associées ont alors le comportement d'ondes de

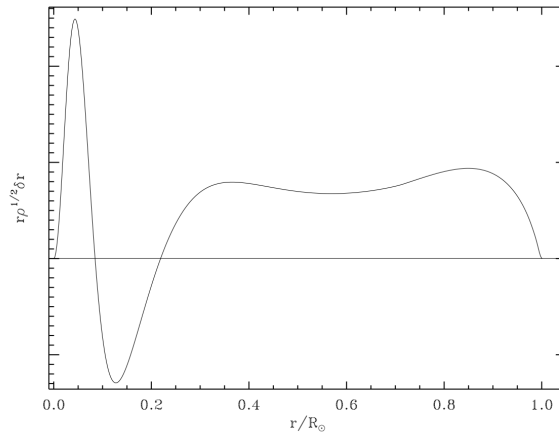


FIGURE 2.5: Fonction propre d'un mode mixte ($l = 2$, $n = -2$). Cette fonction décrit l'amplitude du déplacement en fonction du rayon, pondérée par la masse de la coquille sphérique à ce rayon. On constate bien que l'amplitude du mode reste importante à tous les rayons. Source : [Ballot \(2004\)](#).

pression dans les couches externes et celui d'onde de gravité dans la ZR. La Figure 2.5 présente la fonction propre d'un tel mode au sein d'une étoile.

Ces modes sont particulièrement intéressants puisqu'ils permettent de sonder les conditions physique au cœur de l'étoile, tout en gardant une amplitude suffisante à la surface pour pouvoir être observés (voir par exemple [Bedding, 2014](#)). Ils nécessitent néanmoins des conditions bien particulières pour se développer et ne peuvent donc être détectés que dans les étoiles sous-géantes et géantes (voir par exemple [Deheuvels & Michel, 2010](#); [Beck et al., 2011](#)). Nous reviendrons sur les informations qu'il est possible d'en tirer à la Section 2.2.4.

Enfin, il existe un dernier type de modes pouvant se propager dans les étoiles. Ces modes, appelés modes f et correspondant à $n = 0$, correspondent à des ondes de gravité de surface (voir par exemple [Gough, 1985](#); [Chitre et al., 1998](#)). Ces ondes peuvent être créées lorsque la gravité est discontinue, comme c'est le cas à la surface d'une étoile. Elles sont similaires aux ondes concentriques que l'on crée en jetant une pierre dans une étendue d'eau. Observables uniquement dans le cas du Soleil où la surface est résolue, leur étude permet de sonder une très fine couche sous la surface de l'étoile et de mieux comprendre notamment la structure sous-jacente de phénomènes comme les taches solaires. Ces modes étant en dehors du sujet de cette thèse, nous ne nous y attarderons pas plus.

2.1.3 L'influence de la rotation et du magnétisme

Avant de voir comment ces modes se développent dans différentes populations d'étoiles, prenons le temps de comprendre comment ils sont reliés au sujet de cette thèse et donc comment les phénomènes dynamiques, rotation et magnétisme, modifient leurs caractéristiques.

Dans les développements que nous venons de détailler, chaque mode, p ou g, a une fréquence bien précise $\nu_{n,l}$. Ce sont ensuite les conditions physiques dans l'étoile qui contraignent les

fréquences ou gammes de fréquences autorisées. Ces calculs sont valides dans le cas d'une étoile à symétrie sphérique. Cependant, la rotation ou la présence d'un champ magnétique brise cette symétrie en singularisant un des axes : axe de rotation ou axe du champ magnétique (Unno et al., 1989).

Cette rupture de symétrie lève la dégénérescence en m et va conduire à la présence non plus d'un seul mode, de fréquence $\nu_{n,l}$, mais d'un multiplet de $2l + 1$ modes, de fréquences $\nu_{n,l,m}$ (avec $-l \leq m \leq l$). On note alors $\delta\nu_{n,l,m} = \nu_{n,l,m} - \nu_{n,l,0}$ la différence de fréquence entre un mode créé par la rupture de symétrie et le mode de référence correspondant à la symétrie sphérique. $\delta\nu_{n,l,m}$ est couramment désigné par le terme anglais de *splitting*. Voyons comment se calcule ce *splitting* en fonction du mécanisme considéré.

2.1.3.1 La rotation

Dans le cas d'une rotation modérée (voir Ledoux, 1949), pour laquelle les effets de la force de Coriolis sur les modes d'oscillation peuvent être négligés, le *splitting* rotationnel peut s'écrire :

$$\delta\nu_{n,l,m} = m \beta_{n,l} \nu_{\text{rot}} , \quad (2.17)$$

où ν_{rot} est la fréquence de rotation moyenne de la zone de propagation du mode considéré et $\beta_{n,l}$ est un coefficient qui dépend du type de mode :

- Pour les modes p où n et/ou l est grand, $\beta_{n,l} \approx 1$ et on a :

$$\delta\nu_{n,l,m} \approx m \nu_{\text{rot}} . \quad (2.18)$$

- Pour les modes g où $|n|$ est grand (ce qui est assez bien vérifié dans le cas des étoiles de type solaire), $\beta_{n,l} \approx 1 - \frac{1}{l(l+1)}$. Pour les modes g de degré $l = 1$ qui jouent un rôle prépondérant dans les modes mixtes observés, on a donc :

$$\delta\nu_{n,l,m} \approx m \frac{\nu_{\text{rot}}}{2} . \quad (2.19)$$

2.1.3.2 Le magnétisme

La présence d'un champ magnétique dans l'étoile va également pouvoir induire un *splitting* magnétique. Cependant, il n'est pas possible de l'exprimer aussi simplement que son équivalent rotationnel. En pratique, ce *splitting* dépendra de la zone où se développe ce champ magnétique, de sa puissance ainsi que de sa géométrie. Il est donc nécessaire de faire un choix sur le type de champ magnétique qu'on considère avant de pouvoir estimer son effet. La répartition des $2l + 1$ modes peut être extrêmement variée en fonction du champ choisi et peut même conduire à produire un plus petit nombre de modes (Jones et al., 1989). On peut aussi observer dans certain cas que le mode $m = 0$ est déplacé ou encore que l'écart entre les modes de différents m ne sont pas régulièrement espacés (voir Figure 2.6).

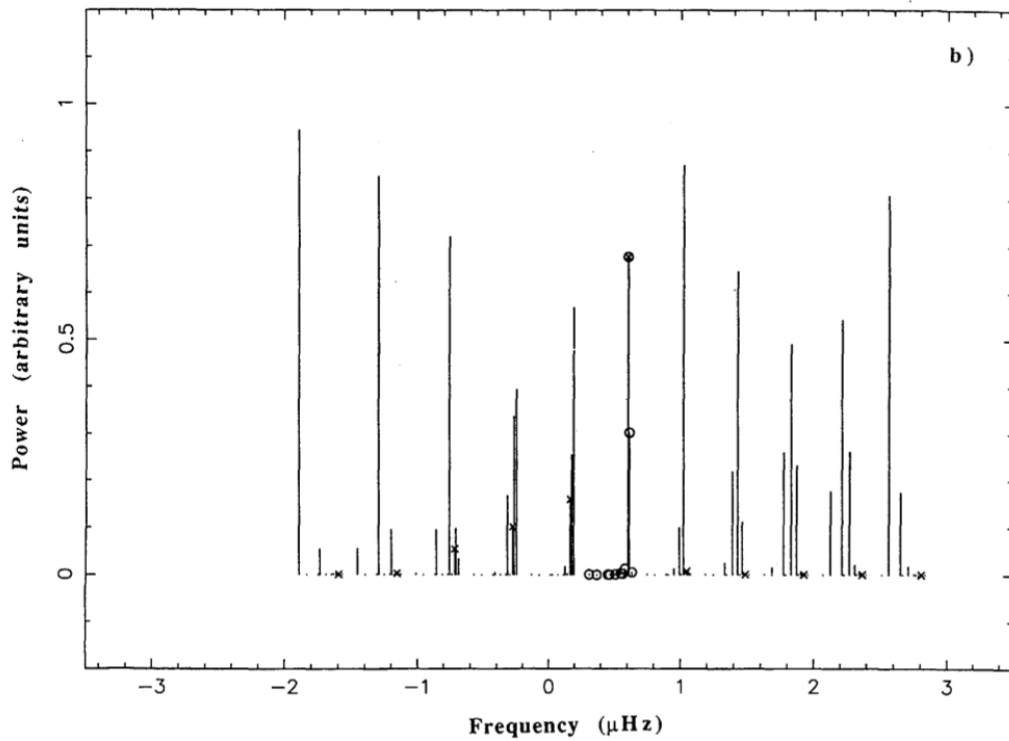


FIGURE 2.6: Fréquences issues du *splitting* d'un mode ($l = 5$, $n = 19$) pour un modèle solaire. La rotation est celle du Soleil et le champ magnétique considéré est un champ toroïdal de 30MG, piégé dans la région centrale et incliné de $11,5^\circ$ par rapport à l'axe de rotation. On peut voir les nombreux modes issus des effets combinés de la rotation et du magnétisme, dont un grand nombre ne sont pas visibles (leur amplitude est nulle). L'écart important entre les différents groupes de pics correspond au *splitting* rotationnel tandis que les petits écarts au sein de ces groupes correspond au *splitting* magnétique. On constate aussi que le schéma produit n'est pas régulier mais asymétrique. Source : [Dziembowski & Goode 1992](#).

Le cas général correspond à une étoile en rotation et possédant un champ magnétique. Ce cas délicat a été étudié, entre autres, par [Pesnell \(1985\)](#), [Dziembowski & Goode \(1992\)](#) et [Goode & Thompson \(1992\)](#). Comme on peut le voir dans la Figure 2.6, cela conduit à l'existence de $(2l + 1)^2$ modes, dont l'amplitude peut fortement varier, certains modes étant impossibles à observer. L'étude complète de l'influence d'un champ magnétique auto-cohérent et non-aligné avec l'axe de rotation sur les modes d'oscillation reste encore à réaliser.

Dans le cas d'un champ magnétique interne important, les modes g de degré $l = 1$ deviennent des ondes de nature mixte, à la fois magnétiques et de gravité. Ces ondes peuvent alors transférer leur énergie à un spectre continu d'ondes d'Alfvén, de degrés l variés ([Reese et al., 2004](#)). Ainsi, un mode p excité à la surface et couplé à un mode g pour former un mode mixte verra son énergie transférée à des modes de degrés l supérieurs qui sont confinés dans les régions centrales de l'étoile ([Fuller et al., 2015](#)). On observe ainsi dans certaines étoiles des modes p de degré $l = 1$ dont l'amplitude est très faible ([Mosser et al., 2012a](#); [García et al., 2014c](#)), ce qui peut fournir une limite inférieure pour l'amplitude des champs magnétiques internes de ces étoiles.

Nous avons à présent vu quels types de modes pouvaient se propager dans les étoiles et comment ceux-ci étaient modifiés par les phénomènes dynamiques. Néanmoins, tous les modes qui *peuvent* exister dans une étoile n'existent pas forcément. Intéressons-nous alors à ce qui détermine quels modes d'oscillations sont effectivement présents : les processus d'excitation et d'amortissement.

2.1.4 Les processus d'excitation et d'amortissement

Pour pouvoir exister au sein d'une étoile, un mode doit pouvoir s'y développer. Mais ce qui le fait exister vraiment, c'est qu'il est excité et entretenu. Les modes qu'on observe effectivement ont donc une amplitude qui peut énormément varier et qui est due à un équilibre entre les processus qui excitent le mode et ceux qui l'amortissent. Les différents mécanismes d'excitation des modes d'oscillation sont relativement bien connus et définissent des catégories distinctes d'étoiles. Nous commencerons par passer en revue ces différents mécanismes avant de nous pencher brièvement sur les phénomènes d'amortissement, très divers et encore mal compris.

2.1.4.1 Le mécanisme ϵ

Le mécanisme ϵ est lié aux taux de production d'énergie par les réactions de fusion thermonucléaire au sein de l'étoile. Ces taux sont très sensibles aux variations de température et de pression. Si une perturbation fait se contracter le cœur et augmenter ces grandeurs, la production d'énergie nucléaire augmente. Cette énergie (ou chaleur) supplémentaire doit alors être évacuée, ce qui conduit à une expansion du cœur nucléaire. Celui-ci va progressivement revenir à une température plus basse et les réactions nucléaires vont produire moins d'énergie. Le cœur peut alors se recontracter, ce qui relance le cycle. Pour une description plus détaillée, on pourra se rapporter à [Kippenhahn et al. \(2012\)](#).

Ce processus d'excitation est en général négligeable, sauf dans le cas des étoiles très massives (typiquement $M > 60 M_{\odot}$). Les pulsations ainsi engendrées sont de très forte amplitude et pourraient même conduire à l'éjection des couches externes de l'étoile ([Schwarzschild & Härm, 1959](#); [Murphy et al., 2004](#)). Il est difficile de définir une classe précise d'objets où ce mécanisme est prédominant.

2.1.4.2 Le mécanisme κ

Le mécanisme κ est lui lié à l'opacité du milieu qui compose l'étoile, ou plus précisément une couche donnée de l'étoile. Le principe est le suivant. Lors d'une contraction de l'étoile, cette région voit son opacité fortement augmenter du fait de l'accroissement de la pression et de la température. L'énergie produite au cœur est alors plus difficile à évacuer, ce qui entraîne une augmentation de la température de l'étoile et, en conséquence, de sa pression. L'étoile va alors se dilater, la température et la pression diminuer. Dans ces conditions, l'opacité de la couche concernée diminue, le flux de chaleur évacuée augmente et l'étoile se refroidit. Elle va ainsi se

contracter et le cycle reprend. On pourra trouver une description précise de ce processus dans [Schwarzschild & Härm \(1959\)](#) et [Aerts et al. \(2009\)](#).

Ce mécanisme est le moteur des oscillations principalement pour des étoiles telles que $1.5 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$. Il nécessite des conditions de température et de pression bien particulières et les étoiles où il se met en place se trouvent principalement dans une région définie du diagramme HR appelée *bande d'instabilité* (voir Partie [2.2.3](#)).

2.1.4.3 L'excitation stochastique

Le troisième mécanisme principal d'excitation est lié à la présence de zones de convection turbulente aux limites de la ZC. Dans ces zones superadiabatiques, l'efficacité de la convection chute et la vitesse de convection augmente rapidement pour compenser cette diminution. Le temps caractéristique de la convection est alors minimal tandis que l'énergie cinétique est maximale. Les mouvements turbulents ainsi produits sont d'échelles très variées et peuvent ainsi exciter des modes d'oscillation sur une large gamme de fréquences. D'une certaine manière, ils créent un "bruit" convectif aléatoire, d'où l'appellation *stochastique*. Il peut être comparé au bruit (et donc aux ondes acoustiques) que produit de l'eau en ébullition. Ce mode d'excitation peut générer aussi bien des modes p, à la surface de l'étoile, que des modes g, à la limite ZC-ZR. On pourra trouver une description détaillée de ce processus dans [Belkacem & Samadi \(2013\)](#).

Il peut également désigner l'excitation des modes g par la pénétration convective. En effet, les éléments convectifs qui pénètrent dans la zone radiative conduisent à une perturbation mécanique et thermique de ce milieu qui peut exciter des ondes de gravité ([Alvan et al., 2014a](#)).

C'est l'excitation stochastique qui est responsable des modes d'oscillation dans les étoiles de type solaire et c'est donc ce mécanisme qui nous intéressera dans cette thèse.

Enfin, dans le cas de systèmes multiples et en particulier pour les binaires, il est possible d'exciter des ondes via les forces de marées qui s'exercent entre les différents corps du système (voir par exemple [Zahn, 1975](#); [Mathis & Remus, 2013](#)).

2.1.4.4 Les mécanismes d'amortissement

Nous avons vu comment les modes d'oscillation pouvaient être excités, voyons à présent comment ils peuvent être atténués. La plupart des mécanismes d'amortissement sont liés à la non-adiabaticité des pulsations dans la réalité. Ils correspondent aux perturbations de différents phénomènes qui conduisent à dissiper l'énergie des oscillations. Parmi les plus classiques, on peut citer les perturbations de la pression turbulente, du flux radiatif, du flux de chaleur convectif et du taux de dissipation de l'énergie cinétique en chaleur (voir [Belkacem, 2011](#)).

Ainsi, seuls peuvent exister les modes qui remplissent deux conditions : pouvoir être excités par un mécanisme d'excitation et ne pas être dissipés trop rapidement par les mécanismes d'amortissement. Nombre d'étoiles ne peuvent ainsi pas pulser ou du moins pas à des amplitudes

observables. Néanmoins, il existe une très grande variété d'étoiles à travers tout le diagramme HR pour lesquelles on peut mesurer ces oscillations. Voyons à présent comment il est possible de mesurer les oscillations stellaires depuis notre planète.

2.2 Les moyens d'observation

Les ondes qui se développent dans les étoiles sont une source d'information sans précédent sur les intérieurs stellaires. Cependant, leur observation ne va pas de soi. Les étoiles sont des objets lointains et non résolus (ponctuels sur le ciel nocturne). Comment alors observer ces pulsations ? Voyons comment la lumière de l'étoile peut nous informer sur les ondes qui la parcourent.

2.2.1 Comment “voir” des ondes sonores ?

Dans notre vie de tous les jours, nous faisons continuellement l'expérience de détecter des ondes mécaniques. Notre oreille capte en permanence les sons qui nous entourent, ondes acoustiques se propageant dans l'air. Mais, comme chacun sait, “Dans l'espace, personne ne vous entendra crier”¹. Le vide interstellaire ne permet évidemment pas la propagation des ondes p et g. Nous devons donc, pour étudier les oscillations stellaires, nous raccrocher à la seule chose qui nous vient des étoiles : leur lumière. Cette lumière étant émise par la surface de l'étoiles, ce que nous allons pouvoir observer est en fait l'influence des ondes sur cette surface. Il existe deux manières de mesurer cet effet, la méthode des vitesses radiales et celle des variations photométriques, que nous allons à présent détailler.

2.2.1.1 Méthode des vitesses radiales

La première influence qu'ont les ondes sur la surface sont de la faire bouger. En effet, les modes d'oscillation conduisent à des déformations périodiques de l'étoile et donc à des mouvements verticaux périodiques de sa surface (suivant les harmoniques sphériques dont un certain nombre d'exemples est visible sur la Figure 2.1). Par conséquent, la lumière émise par cette surface va subir un décalage en fréquence dû à l'effet Doppler. Ainsi, la lumière émise par les éléments de la surface qui se rapprochent de l'observateur sera-t-elle décalée vers le bleu tandis que celle émise par les éléments s'éloignant de l'observateur le sera vers le rouge. Les mouvements de la surface étant périodiques, ces décalages le seront aussi.

La méthode des vitesses radiales tire parti de ce processus via l'utilisation de la spectroscopie. Pour observer le décalage de la lumière émise, il est nécessaire de repérer une raie du spectre de l'étoile. On va ensuite réaliser plusieurs mesures du spectre de l'étoile à intervalles de temps réguliers. Le déplacement de la raie au cours du temps permet alors de remonter aux mouvements de la surface de l'étoile et donc aux fréquences des modes d'oscillation. La Figure 2.7 présente un exemple d'une telle mesure.

1. Accroche du film *Alien*, 1979.

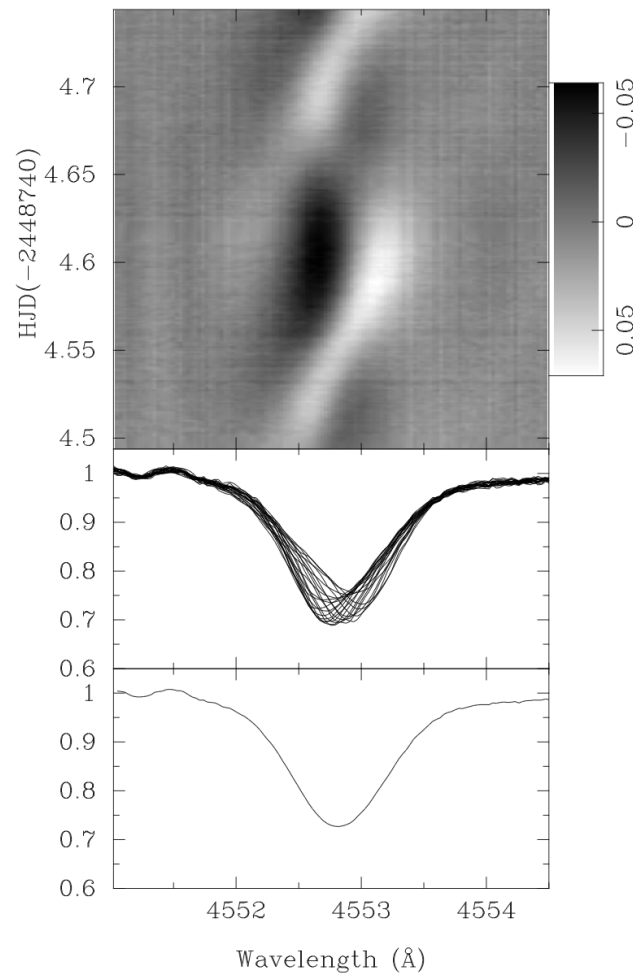


FIGURE 2.7: Mesure des variations de la raie du SiIII pour l'étoile β Crucis, de type β Céphéide. **Haut** : Représentation en nuances de gris des résidus des spectres par rapport au spectre moyen. **Milieu** : Profils successifs de la raie à intervalles réguliers. **Bas** : Profil moyen de la raie, moyenné sur le temps total d'observation. On voit nettement les déformations de la raie au cours du temps. Source : [Aerts et al. 1998](#).

Pour obtenir des résultats fiables, il est important de sélectionner un ensemble de raies avec un bon rapport signal à bruit, isolées (c'est-à-dire non superposées) et peu sensibles à l'élargissement collisionnel. De plus, cette méthode demande des instruments avec une grande résolution spectrale – pour mesurer finement les déplacements des raies considérées – et temporelle – pour observer un grand nombre de spectres par période d'oscillation. Les instruments qui répondent à ces critères sont volumineux et sensibles et ne peuvent pas à l'heure actuelle être embarqués sur un satellite. Il n'est donc possible d'utiliser la méthode des vitesses radiales que depuis le sol. En revanche, quand elle peut être utilisée, elle produit de meilleurs résultats (i.e. avec un meilleur rapport signal à bruit) que la méthode des variations photométriques que nous allons maintenant présenter (voir Figure 2.8).

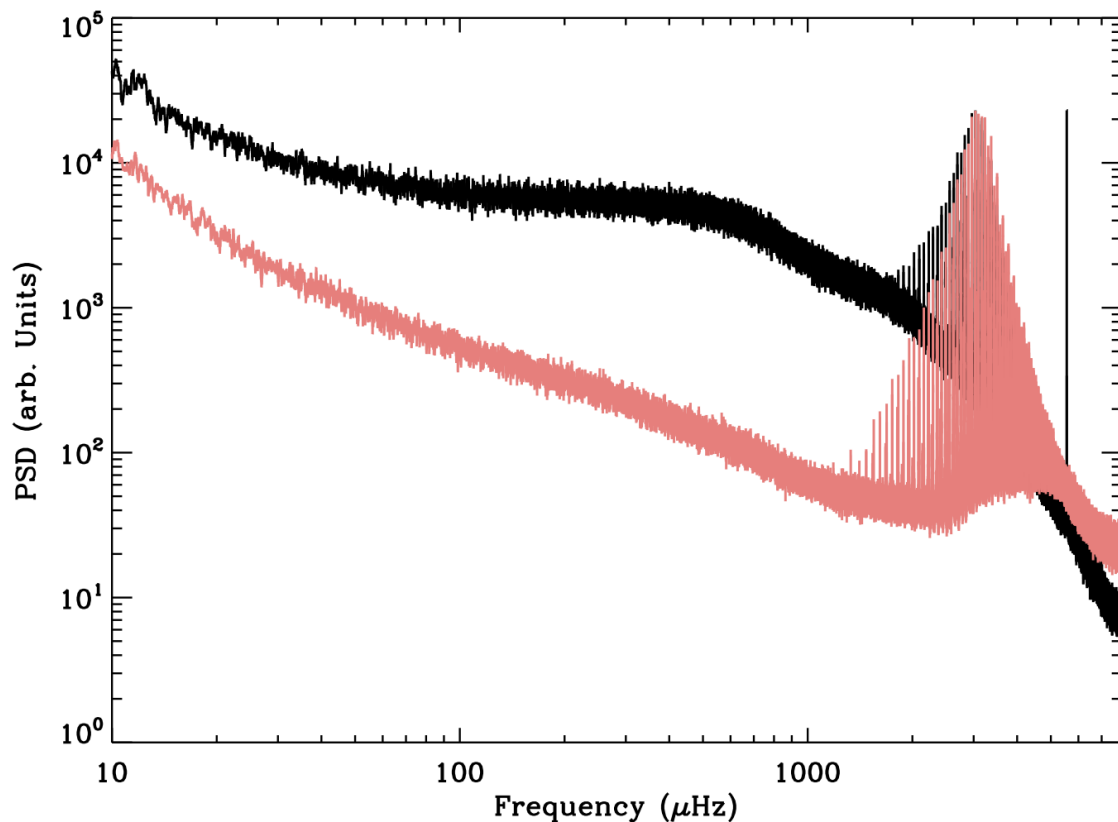


FIGURE 2.8: Spectres d'oscillation du Soleil mesurés en vitesses radiales (rose) par l'instrument GOLF et en variations photométriques (noir) par l'instrument VIRGO. On constate que le rapport signal à bruit est beaucoup plus grand pour les mesures en vitesses radiales. Source : [Palle et al. 2015](#).

2.2.1.2 Variations photométriques

Cette deuxième méthode tire partie d'autres modifications de la surface stellaire induites par les ondes. Lorsqu'elles atteignent la surface de l'étoile, ces oscillations conduisent à des modifications des grandeurs physiques du milieu, telles que la pression et la température. Ces modifications vont mener à une modification de la luminosité émise par la zone considérée. Ainsi, la luminosité de la surface intégrée de l'étoile va varier de manière périodique.

La méthode des variations photométriques consiste donc à mesurer avec une grande précision la luminosité de l'étoile au cours du temps. La courbe obtenue est appelée courbe de lumière (ou *light curve* en anglais) et correspond à la variation relative de la luminosité de l'étoile (dont l'unité traditionnelle est le ppm, partie par million) en fonction du temps. Un exemple est présenté par la Figure 2.9. Pour étudier les différentes fréquences d'oscillation présentes dans cette courbe de lumière, on passe ensuite dans le domaine fréquentiel en réalisant une transformation de Fourier et en en prenant la norme pour obtenir le spectre de puissance.

Si le signal à bruit de la photométrie est moindre que celui des vitesses radiales (voir Figure 2.8), cette deuxième méthode est beaucoup plus facile à mettre en œuvre. Les outils de mesures

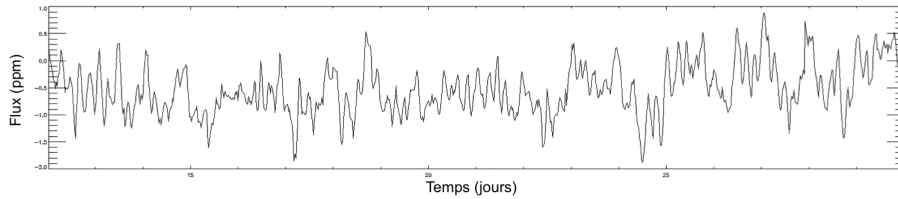


FIGURE 2.9: Exemple de courbe de lumière observée par le satellite *Kepler*. Les variations visibles sont dues à des oscillations de type solaire.

nécessaires peuvent ainsi être embarqués dans des satellites, ce qui permet de réaliser des observations ininterrompues sur de grandes plages de temps. Elle peut aussi être mise en œuvre pour un grand nombre d'étoiles simultanément, ce qui explique que c'est actuellement la méthode la plus utilisée pour l'astérosismologie. Voyons à présent quelles observations sismiques ont été réalisées, à l'exception de celles du satellite *Kepler* qui sera présenté au Chapitre 3.

2.2.2 Les observations sismiques

La première observation de pulsations dans une étoile remonte en réalité au XVI^e siècle lorsque David Fabricius découvrit les variations d'intensité de l'étoile Mira, d'une amplitude de quelques dizaines de magnitudes ! Néanmoins, la première mesure photométrique de variabilité stellaire est due à [Goodricke \(1783\)](#) qui observa les variations d'intensité de l'étoile Algol, d'une amplitude de 2 magnitudes. Depuis cette époque, de nombreuses étoiles pulsantes ont été observées, par différentes méthodes.

Dans le cas du Soleil, la première observation des oscillations a été réalisée par [Leighton et al. \(1962\)](#) mais ces "oscillations à 5 minutes", en rapport avec leur périodicité, furent à cette époque attribuées à des phénomènes de convection. Ce sont les travaux de [Ulrich \(1970\)](#) et [Leibacher & Stein \(1971\)](#) qui identifièrent ces modulations comme des ondes acoustiques stationnaires. Les premières mesures du spectre complet du Soleil furent ensuite réalisées par [Claverie et al. \(1979\)](#) et [Grec et al. \(1980\)](#). C'est le début de ce qu'on appelle l'héliosismologie, l'étude sismique du Soleil.

Voyons à présent quels sont les moyens modernes pour réaliser des observations astérosismiques qui ont été mis en œuvre, outre le satellite *Kepler* qui sera présenté au Chapitre 3.

2.2.2.1 Observations au sol

Les observations au sol ont de nombreux avantages. Bien moins coûteux que les missions spatiales, les instruments utilisés peuvent subir des réparations ou des évolutions au fil du temps pour résoudre des problèmes techniques ou améliorer leurs performances. Néanmoins, ces mesures pâtissent de la courte durée d'observation possible durant la nuit (ou le jour dans le cas du Soleil). Pour obtenir de longues séries temporelles avec le moins d'interruptions possible, il est

nécessaire de faire appel à des réseaux d'observations, mettant en œuvre différents instruments répartis autour du globe qui doivent être inter-calibrés.

Pour ce qui est des étoiles pulsantes en général, de nombreuses détections ont été possibles grâce aux relevés globaux (ou *large-scale surveys* en anglais) tels que le *MAssive Compact Halo Objects* (MACHO), le *All-Sky Automated Survey* (ASAS, [Pojmanski 1997](#)) ou le *2 Micron All Sky Survey* (2MASS, [Beichman et al. 1998](#)). Si leurs buts étaient tout autres que l'astérosismologie, ces relevés utilisaient des mesures photométriques fines qui ont permis d'identifier de nombreuses étoiles montrant des pulsations de grande amplitude. À l'heure actuelle, on peut citer le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, [Stoughton et al. 2002](#)) qui continue à apporter de très riches informations, tant photométriques que spectroscopiques, sur un très grand nombre d'étoiles dont une fraction importante pulse.

Concernant les pulsations de type solaire, les observations ont été principalement faites en utilisant la méthode des vitesses radiales, la photométrie ne permettant pas d'obtenir un niveau de signal à bruit suffisant. Dès les années 1990, l'utilisation de spectro-photomètres à grande résolution temporelle a permis la détection de telles pulsations pour Procyon ([Brown et al., 1991](#)) et η Boo ([Kjeldsen et al., 1995](#)). C'est dans ces années que se sont également développés les réseaux d'observations sismiques. On peut citer, pour les observations solaires, le *Birmingham Solar Oscillation Network* (BiSON, [Chaplin et al. 1996](#)) et le *Global Oscillation Network Group* (GONG, [Harvey et al. 1996](#)). Pour les observations stellaires, plus difficiles à réaliser, le *Stellar Oscillation Network Group* (SONG, [Grundahl et al. 2008](#)) qui est en cours de développement est des plus prometteurs.

2.2.2.2 Les missions spatiales

Si les mesures spectroscopiques depuis la Terre permettent d'obtenir de très bons résultats, elles présentent l'inconvénient de ne pas pouvoir observer plusieurs étoiles en même temps, ce qui limite leur portée et les études statistiques de grandes cohortes. Une solution est de se tourner vers les missions spatiales. Libérées de problématiques liées à l'atmosphère terrestres, ces dernières peuvent réaliser des observations photométriques dont la qualité est excellente pour un très grand nombre d'étoiles, de manière simultanée.

Encore une fois, la contribution des relevés globaux est extrêmement précieuse et permet la détection d'étoiles pulsantes sur l'ensemble du ciel. Ainsi, le satellite *Hipparcos* (*High Precision PARallax Collecting Satellite*, [Perryman 1982](#)) et les catalogues produits à partir des données qu'il a recueillies ont identifié un grand nombre de nouveaux pulsateurs. Son successeur le satellite *Gaia* ([Gilmore et al., 2012](#)), lancé le 19 décembre 2013, apportera sans aucun doute de nouvelles informations précieuses sur les étoiles pulsantes. La détection de spectres d'oscillations de type solaire nécessite cependant des moyens dédiés. Voici les instruments spatiaux permettant des observations astérosismiques :

SoHO

Dans le cas du Soleil, c'est le satellite *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO, [Domingo et al.](#)

1995), lancé le 2 décembre 1995, et plus particulièrement les instruments GOLF (*Global Oscillations at Low Frequency*, [Gabriel et al. 1995](#)), SOI/MDI (*Solar Oscillation Imager/Michelson Doppler Interferometer*, [Scherrer et al. 1995](#)) et VIRGO (*Variability of solar Irradiance and Gravity Oscillations*, [Fröhlich et al. 1995](#)) qui ont permis de mesurer avec une précision inégalée le spectre solaire. Les instruments GOLF, un spectro-photomètre, et SOI/MDI, un interféromètre de type Michelson, permettent de mesurer les oscillations par la méthode des vitesses radiales tandis que VIRGO, un photomètre, permet d'utiliser celle des variations photométriques. La mission du satellite SoHO a été prolongée à plusieurs reprises et celui-ci est toujours en activité. À quelques interruptions près, il a donc fourni une courbe de lumière ininterrompue du Soleil d'une durée de plus de 19 ans !

MOST

Le premier satellite dédié à l'astérosismologie est à mettre au crédit de l'agence spatiale canadienne. Il s'agit du satellite MOST (*Microvariability and Oscillations of Stars*, [Matthews et al. 2000](#)). Ce microsatellite, de la taille d'une grosse valise, a été lancé le 30 juin 2003 et a réalisé les premières mesures photométriques spatiales. Si ses performances sont relativement limitées, il a néanmoins permis d'étudier un certain nombre d'étoiles pulsantes brillantes (voir par exemple [Croll et al., 2006](#); [Guenther et al., 2007](#); [Gruber et al., 2012](#)). Il est toujours en activité.

CoRoT

La véritable révolution astérosismique a été initiée par le satellite franco-européen (CNES-ESA) CoRoT (COnvection, ROTation et Transits planétaires, [Baglin et al. 2006](#)). Lancé le 27 décembre 2006, cette mission avait pour but conjoint les observations astérosismiques et la détection d'exoplanètes. En effet, la méthode de détection des exoplanètes par transits nécessite de mesurer finement la luminosité d'une étoile au cours du temps de manière à observer la baisse d'intensité due au passage de la planète devant l'étoile. Ainsi, les spécifications techniques des deux types de détections sont similaires. La mission CoRoT a tiré parti de cela et embarquait 4 CCD, 2 dédiés aux exoplanètes et 2 à l'astérosismologie. En réalité, la découverte des oscillations de type solaire dans les géantes rouges a conduit à utiliser massivement les 2 CCD des exoplanètes pour étudier ces étoiles. CoRoT a ainsi observé un très grand nombre d'étoiles de type solaire (voir par exemple [Appourchaux et al., 2008](#); [García et al., 2009](#); [Deheuvels et al., 2010](#); [Mathur et al., 2010a, 2013](#)), en très grande majorité des géantes rouges (voir par exemple [De Ridder et al., 2009](#); [Kallinger et al., 2010](#); [Mosser et al., 2011](#)) avec une grande précision sur différents champs du ciel pour moitié dans la direction du centre galactique et pour l'autre moitié dans la direction de l'anti-centre. Les courbes de lumière obtenues par CoRoT ont des durées de 150 jours au maximum. Après avoir largement dépassé son temps de fonctionnement nominal et malgré la défaillance de 2 CCD (1 dans chaque domaine), CoRoT a continué à fonctionner et à fournir des données pendant plus de sept ans (soit le double de ce qui était prévu) avant d'être désactivé le 17 juin 2014.

BRITE

Enfin, outre le satellite *Kepler* dont les données ont été utilisées pour cette thèse et qui sera décrit en détails dans le Chapitre 3, le dernier outil de mesure spatial en astérosismologie est BRITE (*Bright Target Explorer*, [Weiss 2008](#)). Cette flotte de microsatellites de 20 cm de côté pour

8 kg a pour but d'observer les étoiles pulsantes les plus brillantes dans différentes longueurs d'ondes. Elle est composée de 6 satellites. Les deux premiers, UniBRITE-1 et TUGSAT-1 (lancés le 25 février 2013) sont autrichiens. Le suivant, Lem (lancé le 21 novembre 2013) est polonais. Nous avons ensuite deux satellites canadiens, BRITE-Toronto et BRITE-Montreal (lancés le 19 juin 2014). BRITE-Montreal a malheureusement échoué à se séparer du lanceur et a été perdu. Enfin, le dernier satellite de la flotte, Heweliusz (lancé le 19 août 2014) est également polonais. Parmi les 5 satellites actifs, 3 (UniBRITE-1, BRITE-Toronto et Heweliusz) observent dans une bande spectrale rouge tandis que les deux autres (Lem et TUGSAT-1) observent dans une bande spectrale bleue. Ils sont le parfait complément de missions telles que CoRoT et *Kepler* qui ne peuvent observer les étoiles brillantes et permettent d'étudier la visibilité des oscillations stellaires dans différents domaines spectraux, information cruciale pour de futures missions.

Il existe ainsi à l'heure actuel un grand nombre de méthodes observationnelles pour étudier les pulsations stellaires et les données disponibles sont pléthoriques. Avant de nous concentrer sur les oscillations des étoiles de type solaire, qui sont l'objet de cette thèse, faisons le point sur les différentes familles de pulsateurs et voyons à quoi peuvent ressembler leurs spectres de puissance.

2.2.3 Tour d'horizon des étoiles pulsantes et de leurs spectres

On peut séparer les étoiles pulsantes en différentes catégories, basées sur différents critères : le type de modes excités, le mécanisme d'excitation, les périodes des oscillations, la masse des étoiles, leur état évolutif, etc... Toutes ces considérations ont conduit à définir un certain nombre de "classes" qui ont des paramètres, observationnels ou théoriques, similaires. Les principales classes utilisées sont résumées par la Figure 2.10 qui permet de visualiser où elles se trouvent globalement sur le diagramme HR. Ces étoiles pulsant souvent à des basses fréquences, leur oscillations peuvent se retrouver dans le même domaine fréquentiel que la rotation à laquelle nous nous intéresserons par la suite. Il est donc important de savoir reconnaître leurs caractéristiques.

Chaque type d'étoile pulsante est un domaine de recherche en lui-même et pourrait faire l'objet d'une thèse à part entière. Nous nous contenterons ici de faire un bref inventaire des principales familles de pulsateurs avant de nous intéresser plus en détails aux étoiles de type solaire qui sont l'objet principal de cette thèse. Pour une revue plus complète et détaillée, on pourra se rapporter au Chapitre 2 de l'ouvrage de référence *Asteroseismology* (Aerts et al., 2009).

2.2.3.1 Les pulsateurs classiques : la bande d'instabilité

Ce qu'on appelle les pulsateurs classiques sont des étoiles dont les modes d'oscillation sont excités par le mécanisme κ dans la région de deuxième ionisation de l'hélium (HeII/HeIII) ; il existe également une autre région d'instabilité liée à l'ionisation du fer, que nous détaillerons plus loin. De ce fait, ces étoiles se trouvent dans une zone précise du diagramme HR où les conditions physiques pour que ce mécanisme se déclenche sont réunies. On appelle cette région

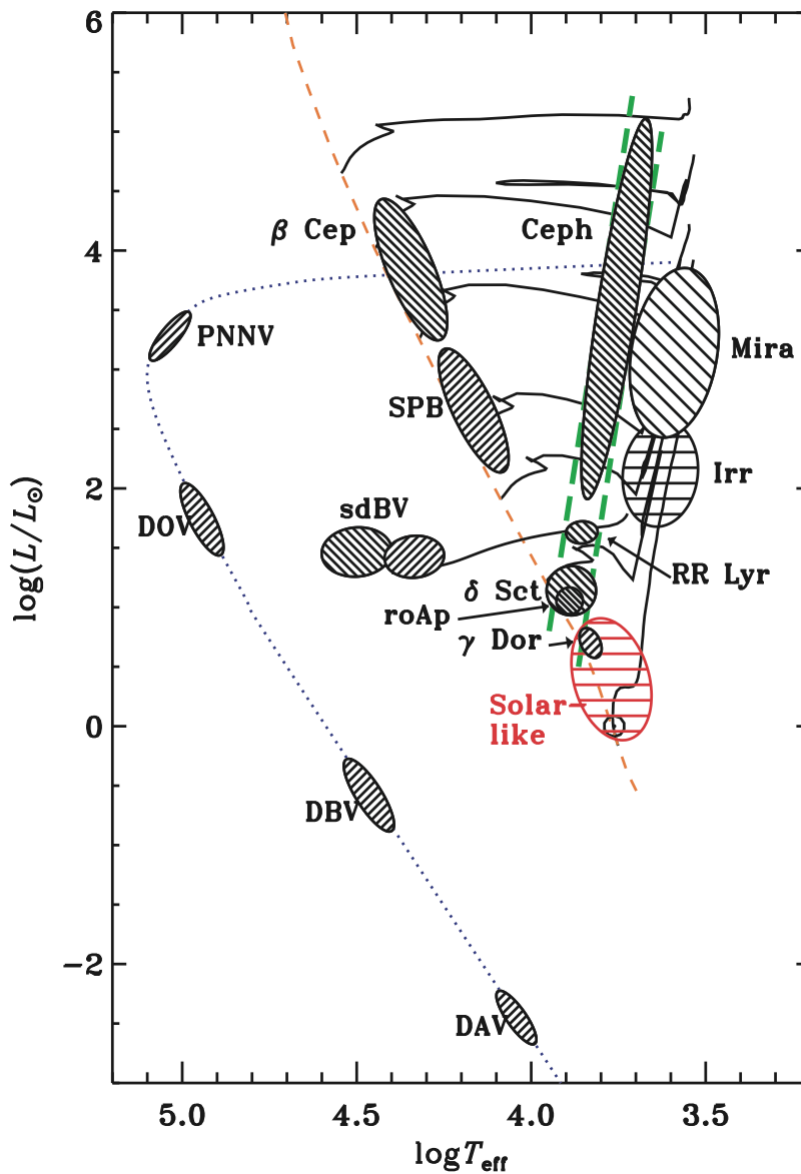


FIGURE 2.10: Diagramme HR des étoiles pulsantes. Les hachures représentent les différents types de modes et d'excitation. **Horizontales** : modes excités stochastiquement. **Diagonales haut gauche-bas droite** : modes p excités par le mécanisme κ . **Diagonales haut droite-bas gauche** : modes g excités par le mécanisme κ . Les tirets oranges marquent la séquence principale. Les tirets verts marquent les limites de la bande d'instabilité. Les lignes noires continues correspondent au chemin évolutif d'étoiles de différentes masses (1, 2, 3, 4, 7, 12 et $20 M_{\odot}$) de la séquence principale jusqu'à la phase des géantes. La ligne en pointillés fins marque la courbe de refroidissement des naines blanches. Source : [Christensen-Dalsgaard 2003](#).

du diagramme HR la *bande d'instabilité* (ou *classical instability strip* en anglais). Au sein de cette catégorie des pulsateurs classiques, on trouve plusieurs familles distinctes.

Les Céphéides

Les étoiles Céphéides sont les représentantes principales des pulsateurs classiques. Il s'agit d'étoiles massives ($M > 5 M_{\odot}$) et évoluées (elles sont en phase géante et fusionnent l'hélium dans leur cœur). Leur nom vient de l'étoile δ Cephei dont les pulsations ont été découvertes en

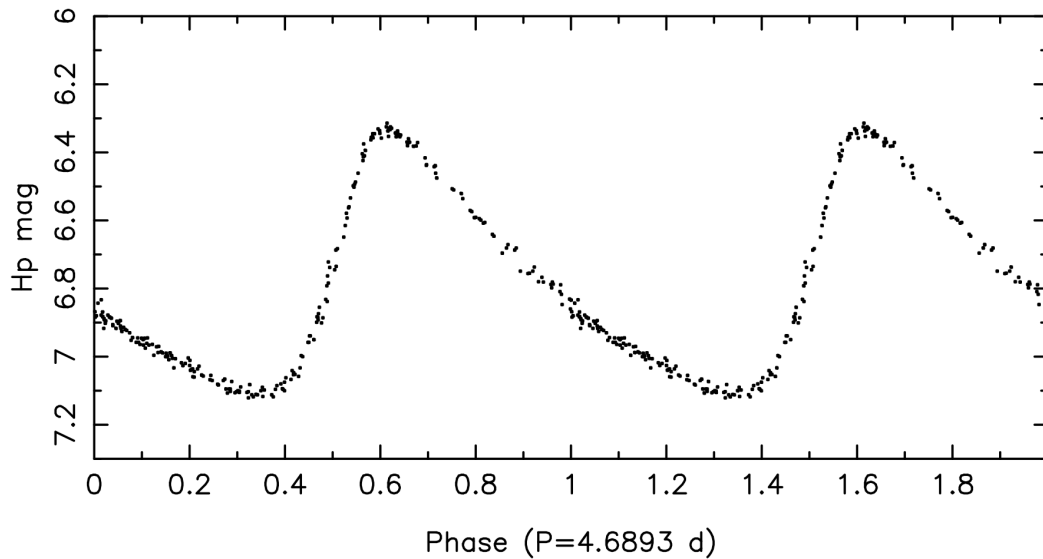


FIGURE 2.11: Courbe de lumière de l'étoile Céphéide HD 112044, mesurée par le satellite Hipparcos et repliée suivant la période d'oscillation. Source : [Aerts et al. \(2009\)](#) d'après [Perryman et al. \(1997\)](#).

1784 by John Goodricke. Elles oscillent selon des modes p radiaux dont les périodes vont de 1 à 50 jours. La plupart des Céphéides oscillent selon leur mode fondamental mais il arrive que le premier harmonique soit également excité. Leurs oscillations sont asymétriques (plus rarement sinusoïdales) et ont une grande amplitude, en moyenne de l'ordre de 1 magnitude. Un exemple d'une telle courbe est donné Figure 2.11. Du fait de leur mono-périodicité, il n'est pas possible de tirer beaucoup d'information de l'étude sismique des Céphéides. Elles ont néanmoins une caractéristique extrêmement intéressante du point de vue de l'astronomie : leur relation période-luminosité ([Leavitt & Pickering, 1912](#)). Ce rapport entre leur période d'oscillation et leur luminosité permet en effet d'estimer la magnitude absolue de ces étoiles et, en conséquence, leur distance. Elles peuvent donc être utilisées comme *chandelles standards* pour mesurer des distances difficiles à estimer autrement, pouvant aller jusqu'à 20 Mpc.

Les RR Lyrae

En descendant la bande d'instabilité, on trouve les étoiles RR Lyrae. Ce sont des étoiles de faibles masses ($0,6 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0,8 M_{\odot}$), sous-métalliques et évoluées (en phase géante). Elles tirent leur nom de leur prototype, l'étoile RR Lyrae, dans la constellation du Cygne. Elles pulsent également selon des modes p radiaux, leurs périodes étant comprises entre 7h et 1 jour. Tout comme les Céphéides, elles sont la plupart du temps mono-périodiques, oscillant selon leur mode fondamental ou son premier harmonique. Leurs courbes de lumière sont très similaires à celles des Céphéides, comme on peut le voir sur la Figure 2.12. Plus communes que les Céphéides mais moins brillantes, elles peuvent également être utilisées comme chandelles standards pour des distances moindres. Du fait de leur faible masse, elles sont également beaucoup plus âgées que les Céphéides. On les trouve en très grande majorité dans les amas globulaires, ce qui leur a valu le surnom de "pulsateurs d'amas".

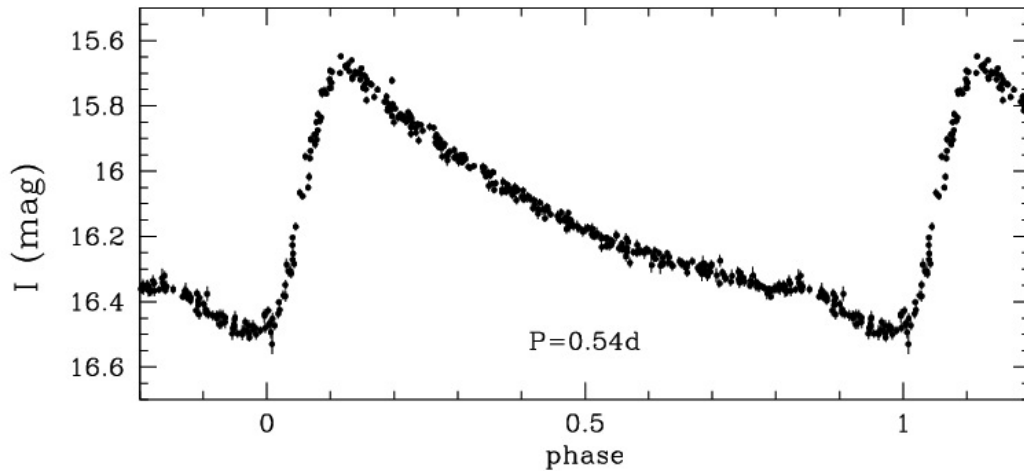


FIGURE 2.12: Courbe de lumière d'une étoile RR Lyrae observée par OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*, Udalski et al. 1992) et repliée suivant la période d'oscillation.

Les δ Scuti

Encore plus bas sur la bande d'instabilité, à son intersection avec la séquence principale, se trouvent les étoiles δ Scuti, qui portent le nom de l'étoile δ Scuti, prototype de cette classe d'étoiles pulsantes. Ce sont des étoiles de masse intermédiaire ($1,5 M_{\odot} < M < 2,5 M_{\odot}$) en phase de combustion de l'hydrogène au cœur ou en couche. Elles oscillent selon des modes p d'ordre n bas dont les périodes vont de 18 min à 8h et dont l'amplitude peut varier de quelques mmag à quelques dixièmes de magnitude. Contrairement aux Céphéides et aux RR Lyrae, leurs oscillations peuvent tout aussi bien être radiales que non-radiales. La Figure 2.13 présente les courbes de lumière et les spectres de puissance de trois δ Scuti.

Les roAp

Dans la même zone du diagramme HR que les δ Scuti, on trouve les étoiles roAp (pour *rapidly rotating Ap stars*). Il s'agit d'étoiles A possédant un fort champ magnétique et pour lesquelles on observe des abondances de surface inhabituelles. Elles sont multi-périodiques et oscillent selon des modes p d'ordre n élevé et de degré l faible. Leurs périodes d'oscillation sont typiquement comprises entre 5 et 23 min. Ce sont de formidables objets pour étudier l'influence du champ magnétiques sur les oscillations stellaires. La Figure 2.14 présente un exemple de spectre de puissance d'une telle étoile.

Les γ Doradus

Enfin, à la limite de la bande d'instabilité, proche de la séquence principale, on trouve les étoiles γ Doradus. Les oscillations de leur prototype, l'étoile γ Doradus, ont été observées pour la première fois par Cousins et al. (1989). Ces étoiles multi-périodiques, de masses légèrement plus faibles que les δ Scuti ($1,5 M_{\odot} < M < 1,8 M_{\odot}$), oscillent selon des modes g non-radiaux d'ordre n élevé. Leurs périodes d'oscillations se situent entre 0,5 et 3 jours, soit des périodes beaucoup plus longues que celles des modes p pour des étoiles similaires. Le processus d'excitation de ces modes n'est pas clairement établi et pourrait provenir d'une interaction entre le mécanisme κ et l'excitation stochastique. La Figure 2.15 présente trois exemple de courbes de lumière et de spectres d'étoiles γ Doradus.

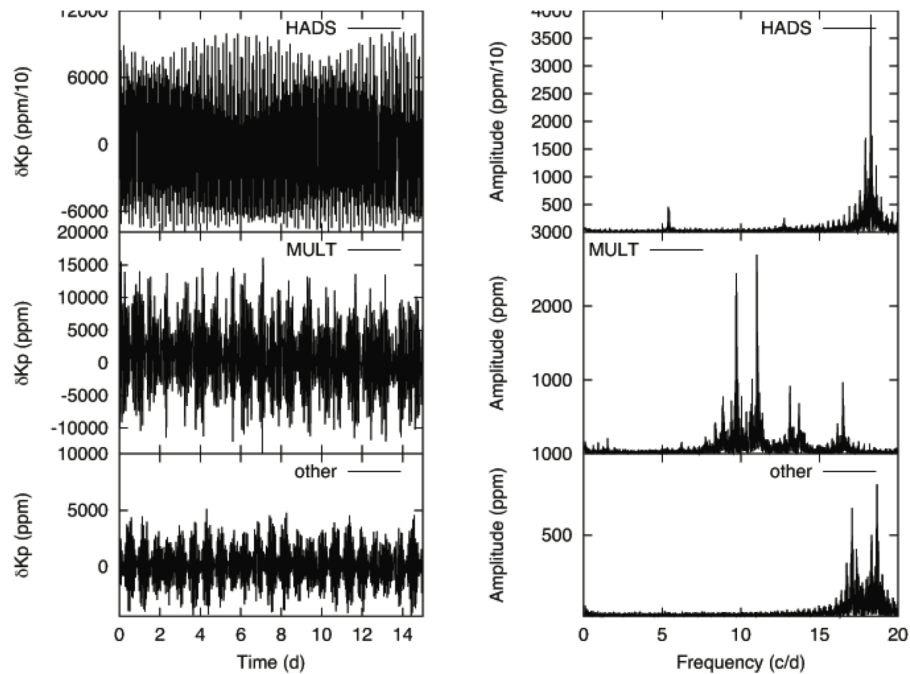


FIGURE 2.13: Courbes de lumière (gauche) et spectres de puissance (droite) de trois étoiles δ Scuti, observées par le satellite *Kepler*. Source : [Bradley et al. 2015](#).

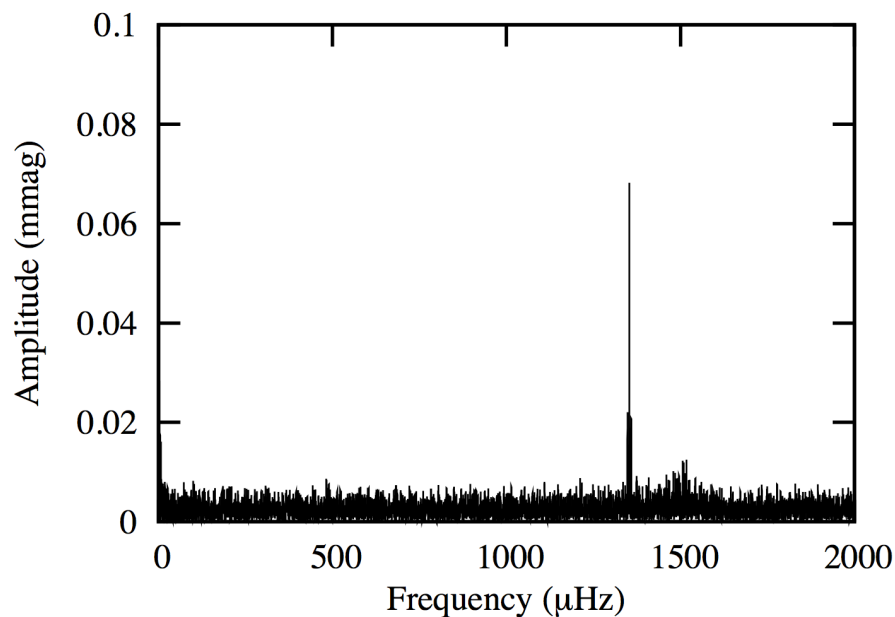


FIGURE 2.14: Spectre de puissance de l'étoile roAp KIC 10483436, observée par le satellite *Kepler*. Source : [Balona et al. 2011](#).

Ces différentes catégories, dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 2.1, ont des frontières relativement floues et il est parfois difficile d'attribuer une classe à une étoile. Il existe d'ailleurs de nombreux exemples d'étoiles hybrides (δ Scuti- γ Doradus ou δ Scuti-roAp, par exemple). Ces hybrides sont particulièrement intéressantes dans la mesure où elles permettent une analyse astérosismique plus riche. Elles sont également des objets-clefs pour mieux

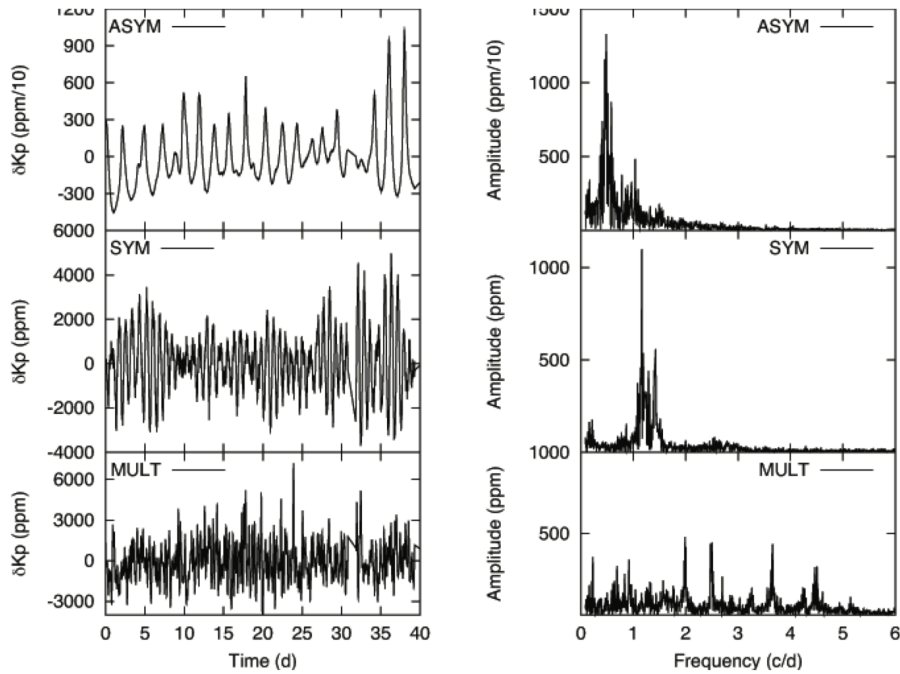


FIGURE 2.15: Courbes de lumière (gauche) et spectres de puissance (droite) de trois étoiles γ Doradus, observées par le satellite *Kepler*. Source : [Bradley et al. 2015](#).

TABLE 2.1: Caractéristiques des différents types de pulsateurs classiques.

Classe	Masses	État évolutif	Périodicité	Type de modes	Plage des modes
Céphéide	$> 5 M_{\odot}$	géante ou super-géante rouge	mono-périodique	p radiaux ($l = 0$)	1 - 5 jours
RR Lyrae	$0,6 M_{\odot} - 0,8 M_{\odot}$	géante rouge	mono-périodique	p radiaux ($l = 0$)	7h - 1 jour
δ Scuti	$1,5 M_{\odot} - 2,5 M_{\odot}$	séquence principale	multi-périodique	p (n bas)	18 min - 8h
roAp	$1,5 M_{\odot} - 2,5 M_{\odot}$	séquence principale	multi-périodique	p (n élevé, l bas)	5 - 23 min
γ Doradus	$1,5 M_{\odot} - 1,8 M_{\odot}$	séquence principale	multi-périodique	g (n élevé)	0,5 - 3 jours

comprendre comment les différents types d'oscillations peuvent se mettre en place (voir par exemple [Kurtz et al., 2014](#)).

Sortons maintenant de la bande d'instabilité classique et voyons quelles types de pulsateurs de grandes masses se trouvent sur la séquence principale.

2.2.3.2 Les étoiles massives

Sur la partie haute de la séquence principale, on trouve des étoiles pulsantes de fortes masses. Ces étoiles ont en commun que leurs oscillations sont excitées par le mécanisme κ en lien avec une augmentation de l'opacité due aux éléments du groupe du fer, appelée *Z bump*. Elles se répartissent en deux catégories :

Les SPB

Les SPB (pour *Slowly Pulsating B stars*) sont des étoiles massives ($2 M_{\odot} < M < 9 M_{\odot}$), de type B, en séquence principale. Elles doivent leur nom à [Waelkens \(1991\)](#). Elles pulsent selon des modes g d'ordre n élevé et de degré l faible dont les périodes sont comprises entre 0,4 et

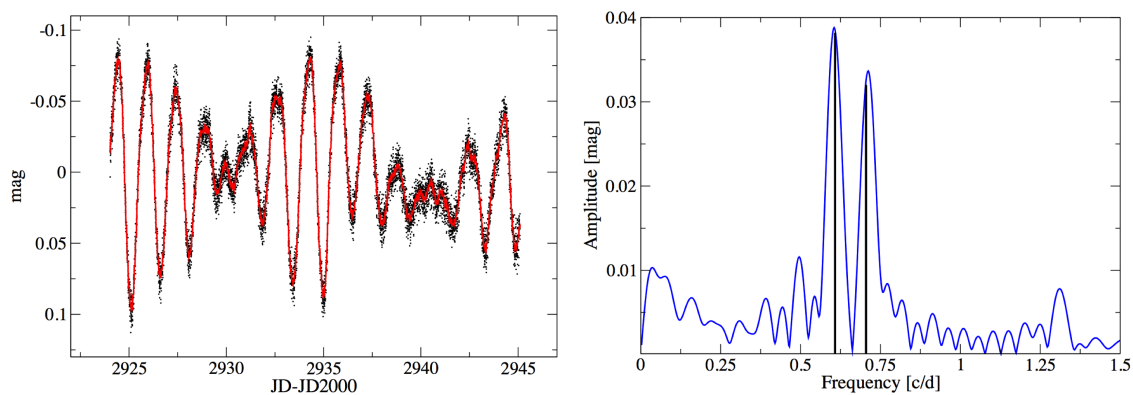


FIGURE 2.16: Courbe de lumière (gauche) et spectre de puissance (droite) de l'étoile SPB GSC 00154-00785, observée par le satellite MOST. Source : [Gruber et al. 2012](#).

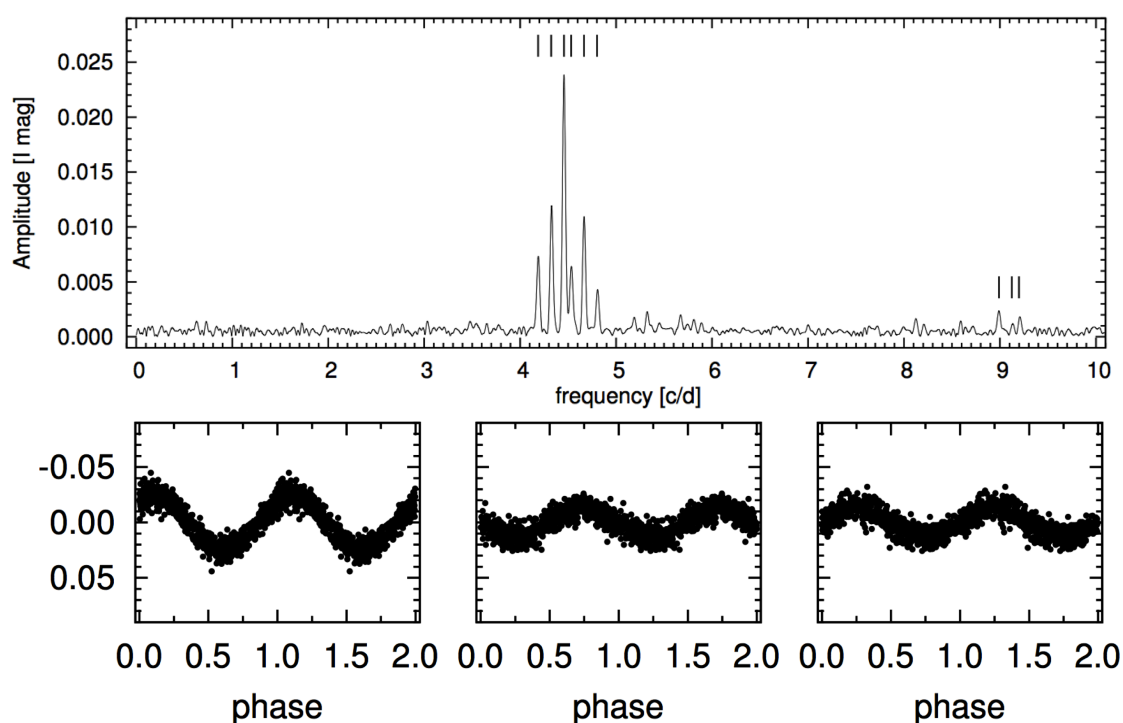


FIGURE 2.17: Spectre de puissance et courbe de lumière de l'étoile β Cephei HD 190336, observée avec le télescope HAT-5. Les courbes de lumière sont repliées selon les trois périodes les plus significatives. Source : [Jurcsik et al. 2009](#).

5 jours et dont les amplitudes n'excèdent pas 0,1 magnitude. Elles sont la plupart du temps multi-périodiques. La Figure 2.16 présente la courbe de lumière et le spectre de puissance d'une telle étoile.

Les β Cephei

Encore plus haut sur la séquence principale, on trouve les étoiles β Cephei. Ces étoiles de masses élevées ($8 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$), multi-périodiques, pulsent selon des modes p et g d'ordre n faible dont les périodes sont comprises entre 2 et 12 h. La Figure 2.17 présente un exemple de spectre de puissance et de courbe de lumière d'une étoile de ce type.

TABLE 2.2: Caractéristiques des différents types d'étoiles pulsantes massives.

Classe	Masses	État évolutif	Périodicité	Type de modes	Plage des modes
SPB	$2 M_{\odot} - 9 M_{\odot}$	séquence principale	multi-périodique	g (n élevé, l faible)	0,4 - 5 jours
β Cepheid	$8 M_{\odot} - 20 M_{\odot}$	séquence principale	multi-périodique	p et g (n faible)	2 - 12h

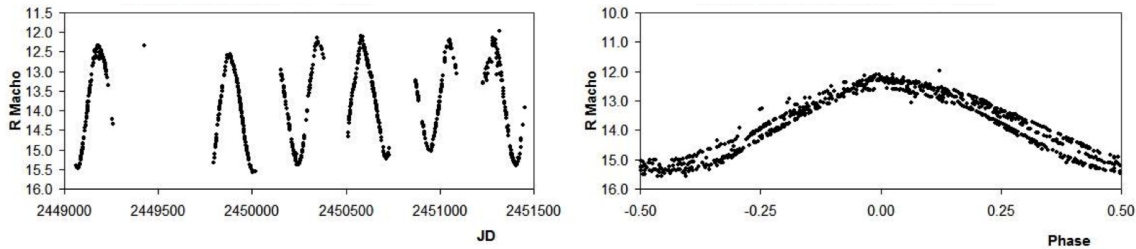


FIGURE 2.18: Courbe de lumière d'une étoile Mira, observée par le télescope MACHO. Gauche : Totalité des observations. Droite : Courbe de lumière repliée à la période $P = 125$ jours. Source : [Hümmerich & Bernhard 2012](#).

Là encore, la frontière entre ces deux catégories, dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 2.2, peut être floue et il arrive qu'il soit difficile d'identifier les modes d'oscillation de certaines étoiles de manière à les classer.

Dernière catégorie avant de nous pencher sur le cas des oscillations de type solaire, passons à présent aux pulsations des étoiles évoluées.

2.2.3.3 Les étoiles évoluées

De nombreuses étoiles évoluées pulsent, comme par exemple les Céphéides ou les RR Lyrae. Nous allons ici présenter deux catégories d'étoiles en dehors de la bande d'instabilité et qui ont quitté la séquence principale : les Mira et les naines blanches.

Les Mira

Les étoiles Mira se situent du côté froid de la bande d'instabilité et sont des géantes rouges ayant déjà perdu une partie de leur masse initiale ($M < 2 M_{\odot}$). Elles pulsent selon des modes p radiaux dont la période est supérieure à 80 jours et dont l'amplitude est très grande (typiquement de l'ordre de 2 magnitudes). Ces oscillations sont excitées par le mécanisme κ en lien avec les régions de première ionisation de l'hydrogène (HI/HII) et de l'hélium (HeI/HeII). Les étoiles Mira sont typiquement des étoiles mono-périodiques mais il existe des catégories d'étoiles proches, SRa/b/c/d, regroupées sous l'appellation de *Semi-Regular variables* qui ont des caractéristiques proches, peuvent être multi-périodiques et avoir également des pulsations stochastiquement excitées. Pour ces différentes catégories, on peut définir une relation période-luminosité. Du fait de leurs longues périodes, les oscillations des étoiles Mira sont relativement difficiles à observer. Cependant, leur grande amplitude permet aux astronomes amateurs de les mesurer. On peut voir l'exemple d'une courbe de lumière d'une étoile Mira à la Figure 2.18.

Les naines blanches

Les naines blanches, ces restes d'étoiles dont la masse initiale vérifie $M \leq 9 M_{\odot}$, passent

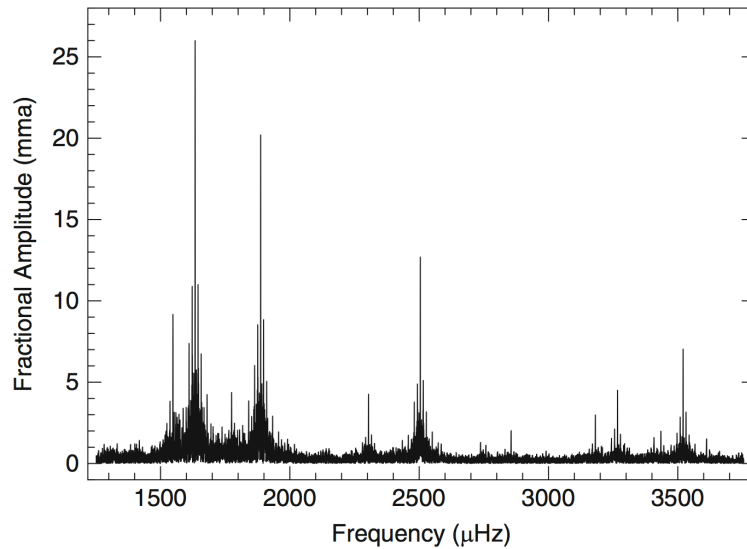


FIGURE 2.19: Spectre d'oscillation de la naine blanche (DAV) EC14012-1446, observée par le WET (*Whole Earth Telescope*). Source : [Provencal 2013](#).

TABLE 2.3: Caractéristiques des différents types d'étoiles pulsantes massives.

Classe	Masses initiales	État évolutif	Périodicité	Type de modes	Plage des modes
Mira	$< 2 M_{\odot}$	géante rouge	mono-périodique	p radiaux ($l = 0$)	> 80 jours
DOV, DBV, DAV	$\leq 9 M_{\odot}$	naine blanche	multi-périodique	g (n élevé, l faible)	5 min - 1,4h

également par des phases d'instabilité et peuvent osciller. Elles se répartissent en trois catégories (DOV, DBV et DAV) en fonction de leur température effective. Elles sont toutes multi-périodiques et pulsent selon des modes g d'ordre n élevé et de degré l faible. Pour les classes DOV et DBV, ces oscillations sont excitées par le mécanisme κ lié à différentes zones d'ionisations tandis que pour les DAV, les plus nombreuses, elles sont stochastiquement excitées. Leurs périodes sont comprises entre 5 min et 1,4 h. La Figure 2.19 présente le spectre d'oscillation d'une naine blanche (DAV).

Les caractéristiques de ces deux classes d'étoiles pulsantes évoluées sont résumées dans la Table 2.3.

Il existe encore d'autres classes de pulsateurs (pré-SP, T Tauri, sdBV, Be, géantes et super-géantes, etc...) que nous ne détaillerons pas ici. À présent que nous avons effectué un tour d'horizon d'un certain nombre de pulsateurs, tournons-nous vers les étoiles qui nous intéressent ici, les oscillateurs de type solaire.

2.2.4 Héliosismologie et oscillations de type solaire

Les étoiles pulsantes de type solaire sont des étoiles qui possèdent une couche externe convective suffisamment importante pour exciter stochastiquement des modes d'oscillation (p et g) (voir par exemple [Kumar et al., 1988](#); [Goldreich et al., 1994](#); [Samadi & Goupil, 2001](#)). Ces étoiles, qui se trouvent donc du côté froid de la bande d'instabilité (voir Figure 2.10), ont des

masses intermédiaires ou faibles ($M < 1,6 M_{\odot}$ en séquence principale et jusqu'à $3 M_{\odot}$ pour le *clump* secondaire) et vont de la séquence principale jusqu'à la phase de géante rouge. Le mécanisme d'excitation stochastique présente l'avantage d'injecter de l'énergie mécanique à une très large gamme de fréquences. Les oscillateurs de type solaire ont donc un spectre très riche, avec de nombreux modes visibles. Cette richesse rend leur étude particulièrement fructueuse dans la mesure où elle permet de contraindre fortement un grand nombre de paramètres stellaires inaccessibles autrement. Grâce aux missions spatiales CoRoT et *Kepler*, de telles oscillations ont été observées dans des milliers d'étoiles, couvrant une large partie du diagramme HR.

Dans cette partie, nous allons détailler les caractéristiques d'un spectre d'oscillation de type solaire, en prenant comme exemple principal celui du Soleil. Nous verrons également des exemples de spectres d'autres étoiles, ayant des états évolutifs variés et nous verrons quelles informations peuvent être tirées de l'étude de ces spectres. Avant toute chose, penchons nous sur le cas de notre étoile hôte.

2.2.4.1 Le spectre solaire

Depuis les premières mesures du spectre solaire par [Grec et al. \(1980\)](#), de nombreuses mesures des modes du Soleil ont été réalisées. En particulier, celles de l'instrument GOLF, à bord du satellite SoHO, sont d'une précision remarquable. La Figure 2.20 présente le spectre solaire mesuré par GOLF, en échelle logarithmique. On y distingue bien les différentes composantes du spectre d'oscillation :

- Les composantes du *background* correspondant aux phénomènes convectifs de granulation (GR) et de super-granulation (SG).
- L'excès de puissance en forme de cloche dû aux modes de pression (p).
- La plage de fréquences des modes de gravité (g), non observables individuellement.

Zoomons à présent sur la plage de fréquences des modes p. La Figure 2.21 montre en insert l'ensemble des modes p solaires (la forme de cloche est très reconnaissable) ainsi que le détail d'une partie de ces modes. On voit clairement la présence d'un motif régulier se répétant : deux pics de grande amplitude suivis de deux pics asymétriques, le premier petit et le deuxième grand. Cette régularité s'explique par les caractéristiques asymptotiques des modes p exprimées par l'équation (2.14) et permet d'identifier l'ordre n et le degré l de ces modes. On définit alors trois paramètres globaux qui caractérisent le spectre d'oscillation :

- **La fréquence ν_{\max} :**

Ce paramètre correspond au maximum de l'enveloppe de l'excès de puissance des mode p. Il s'agit d'un assez bon estimateur de l'évolution de l'étoile considérée : une étoile jeune aura un ν_{\max} élevé tandis qu'une étoile évoluée (une géante rouge, par exemple) aura un ν_{\max} plus faible ([Belkacem et al., 2013](#)).

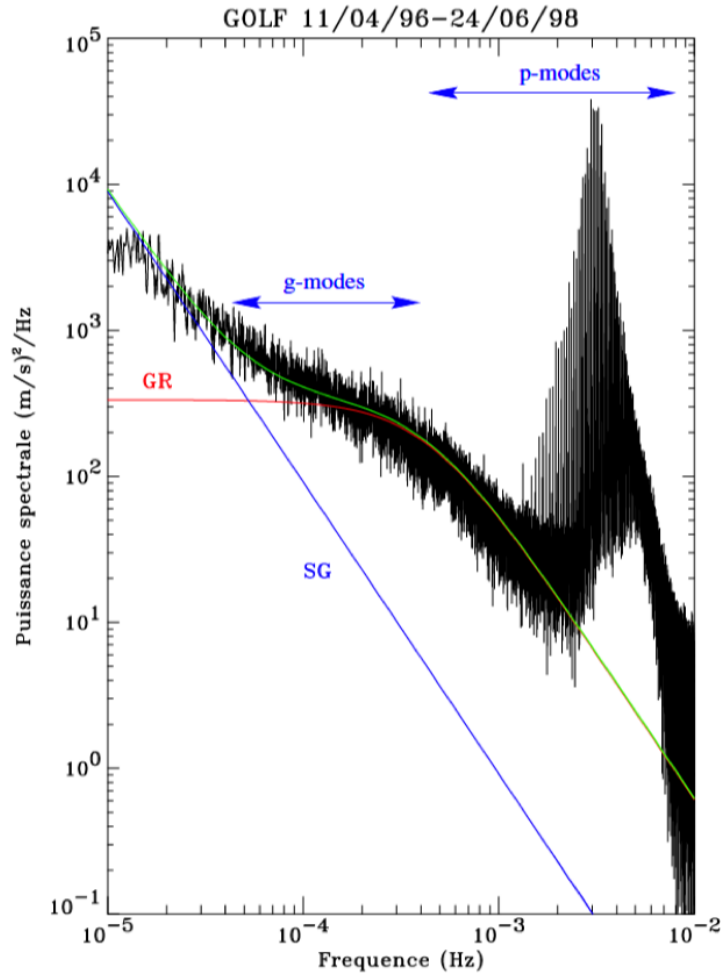


FIGURE 2.20: Spectre de puissance des oscillations solaires mesurées par l'instrument GOLF. Source : [García et al. 1998](#).

- **La grande séparation $\Delta\nu$:**

Ce paramètre correspond à la différence de fréquence entre deux modes de même l mais de n successifs : $\Delta\nu_{n,l} = \nu_{n+1,l} - \nu_{n,l}$. Il dépend donc *a priori* de n et l . Néanmoins, cette différence tend asymptotiquement vers une valeur unique et on omet donc ces indices. Comme on peut le voir dans l'équation (2.14), elle est fondamentalement liée à la vitesse du son dans l'étoile et donc à sa densité moyenne. Au cours de son évolution, une étoile voit son $\Delta\nu$ diminuer et il existe une corrélation forte entre la grande séparation et ν_{\max} (voir par exemple [Mosser et al., 2013](#)).

- **La petite séparation $\delta_{l,l+2\nu}$:**

Ce paramètre correspond à la séparation entre deux pics proches et se calcule de la manière suivante : $\delta_{l,l+2\nu} = \nu_{n+1,l} - \nu_{n,l+2}$. Comme son nom l'indique, elle est beaucoup plus petite que $\Delta\nu$. De plus, les modes $(n+1, l)$ et $(n, l+2)$ peuvent être tellement proches qu'ils se chevauchent. En astérosismologie, la surface de l'étoile étant intégrée, nous sommes limités aux modes de degré l bas. On ne s'intéresse donc en général qu'à la petite séparation $\delta_{02\nu}$ qui est souvent notée $\delta\nu$, sans indices. Cette grandeur est sensible

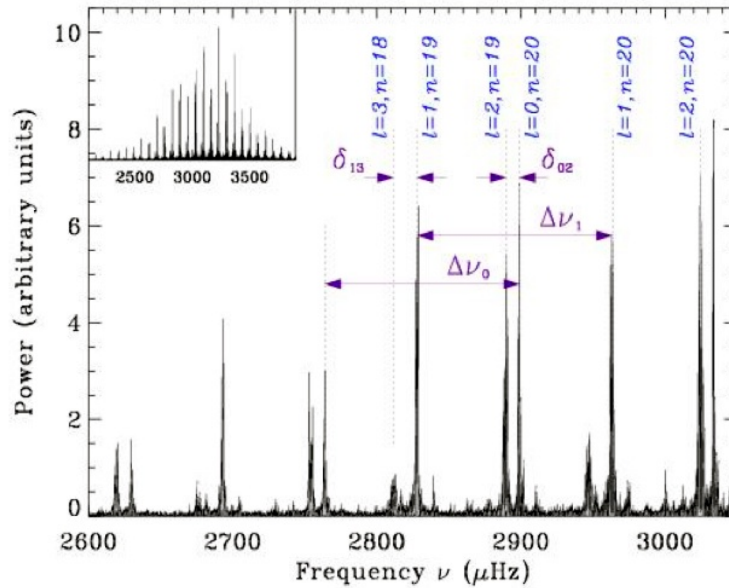


FIGURE 2.21: Détail des modes p solaires. L'insert montre l'ensemble de la gamme de fréquences des modes p. Source : [Elsworth & Thompson 2004](#).

aux propriétés du cœur nucléaire et est donc un bon indicateur de l'état évolutif de l'étoile, notamment en séquence principale.

La régularité du spectre solaire a conduit à le représenter sous une autre forme, plus directement lisible, le **diagramme échelle** ([Grec et al., 1983](#)) qui pour une fois a le même nom en anglais. Il consiste à découper le spectre d'oscillation en tronçons de taille $\Delta\nu$ et de superposer ces différents tronçons de manière à ce que les modes de même degré l se retrouvent les uns au-dessus des autres. En général, on attribue à chaque tronçons une certaine épaisseur et l'amplitude du spectre est représentée par une échelle de couleur. La Figure 2.22 présente le diagramme échelle du Soleil. On y distingue clairement quatre lignes (ou crêtes, en anglais *ridges*). Elles correspondent, de droite à gauche, aux modes de degrés $l = 1, 3, 0$ et 2 . On peut même distinguer la trace des modes $l = 4$ tout à gauche du diagramme. La courbure qu'on peut observer pour ces lignes est due à des perturbations des modes à la surface de l'étoile ainsi qu'à la limite de validité de l'approximation asymptotique (n et/ou l grand).

En observant attentivement ce diagramme, il apparaît que les lignes correspondant aux modes $l = 2, 3$ et 4 se dédoublent. En réalité, c'est le cas pour tous les modes exceptés les $l = 0$ et cela peut être mesuré finement en analysant le spectre complet. Il s'agit bien évidemment du *splitting* rotationnel décrit par l'équation (2.18). L'observation de cet effet dépend en réalité de trois paramètres :

- La valeur du *splitting* lui-même : $\delta\nu_{\text{rot}} = \frac{\Omega}{2\pi}$.
- La largeur du mode Γ qui est inversement proportionnelle au temps de vie du mode dans l'étoile et est donc une mesure de sa stabilité.
- L'angle d'inclinaison i de l'étoile qui est l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et la ligne de visée (pour le Soleil, $i = 90^\circ$).

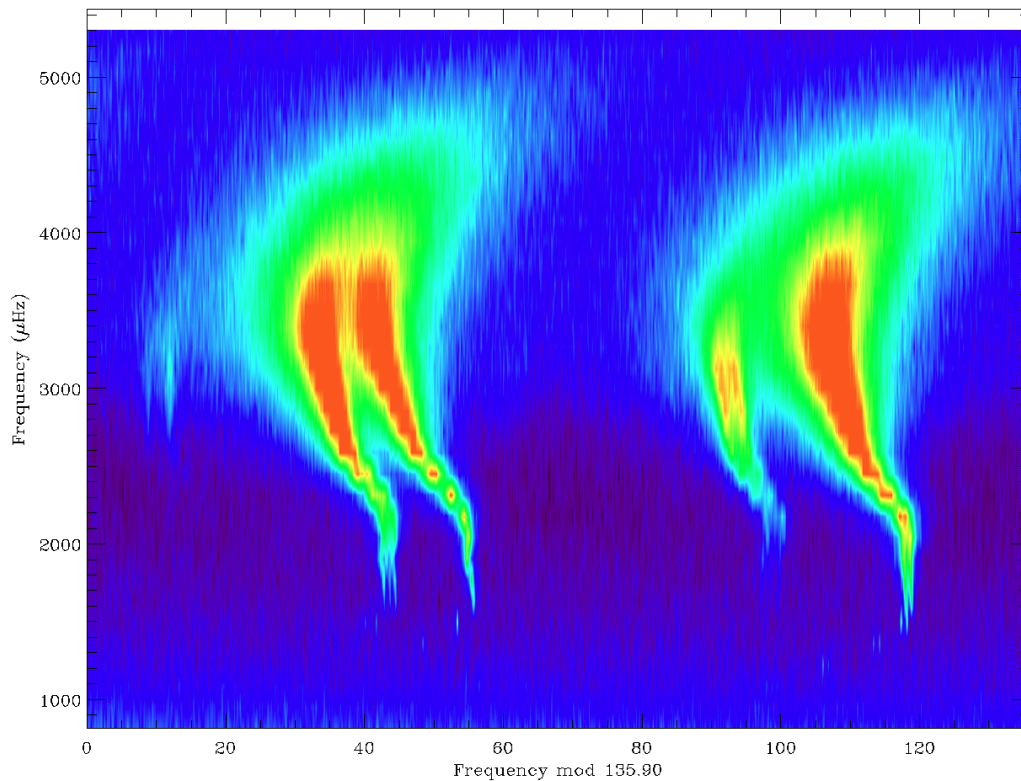


FIGURE 2.22: Diagramme échelle du Soleil. Les couleurs correspondent à l'amplitude du spectre, en échelle logarithmique.

La Figure 2.23 montre l'influence de ces paramètres sur un spectre d'oscillation théorique, pour des modes de degré $l = 1$ et $l = 2$. On peut voir combien la visibilité des multiplets peut varier en fonction de $\delta\nu_{\text{rot}}$, i et Γ . Dans le cas du Soleil, par exemple, $i = 90^\circ$ et seuls les pics les plus extrêmes de multiplets sont présent, ce qui facilite la mesure de la rotation. Pour d'autres étoiles, cependant, la forme des multiplets rotationnel peut conduire à contraindre l'angle i , grandeur difficile à estimer par d'autres techniques.

Chaque mode étant sensible à la rotation de la région de l'étoile où il se propage, tous les modes n'auront pas le même splitting. Si les observations sont suffisamment précises et nombreuses, comme c'est le cas pour le Soleil, on peut contraindre ainsi le profil de rotation interne de l'étoile (voir Figure 2.24).

Enfin, en ce qui concerne les modes g , ils ont une amplitude extrêmement faible à la surface du Soleil puisqu'ils sont évanescents dans la ZC du Soleil. Ces modes sont néanmoins susceptibles de fournir directement des informations sur le cœur du Soleil et ils ont fait et continuent de faire l'objet de nombreuses recherches (Appourchaux et al., 2010; García et al., 2007, 2008, 2010a; Turck-Chièze et al., 2004; Gabriel et al., 2002). S'ils n'ont pas pu être isolés, leur propriétés asymptotiques et en particulier leur *period spacing* $\Delta\Pi$ ont pu être mesurées (García et al., 2007).

L'étude détaillée des fréquences individuelles des modes permet également de déterminer d'autres contraintes sur la structure interne du Soleil, en passant éventuellement par une comparaison

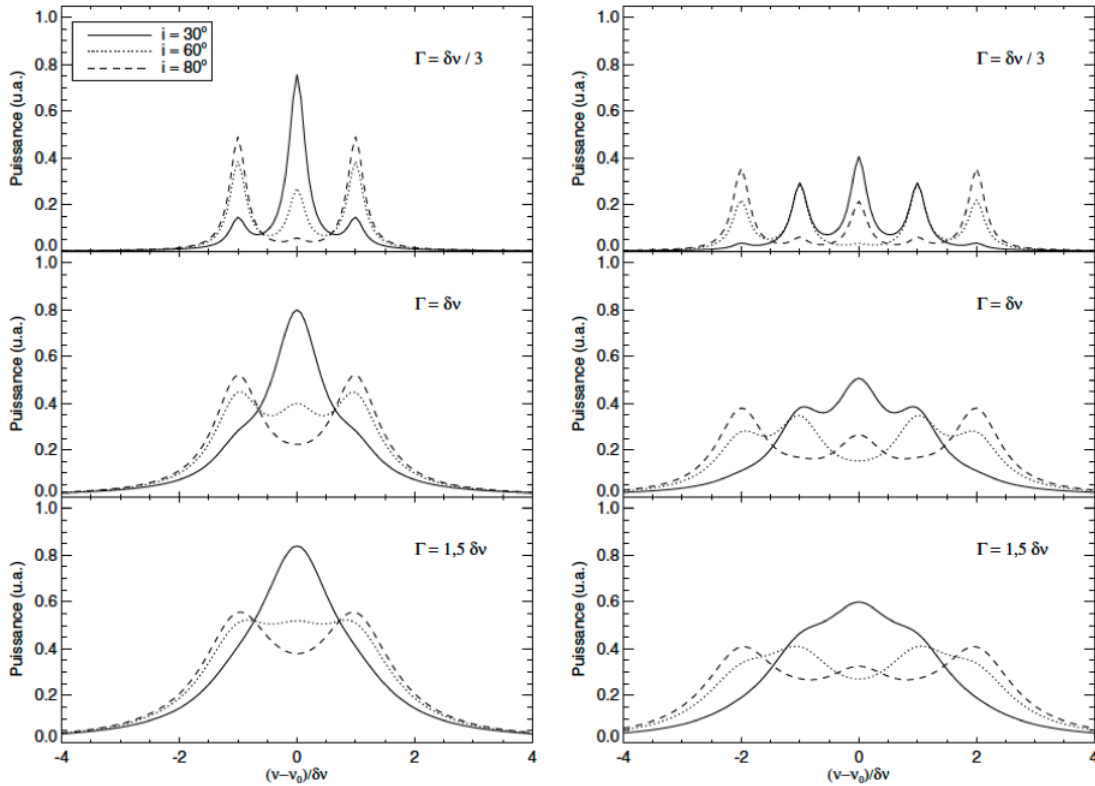


FIGURE 2.23: Influence de la rotation sur un spectre d'oscillation dans le cas de modes $l = 1$ (gauche) et $l = 2$ (droite). Les différents styles de lignes correspondent à différents angles d'inclinaison i . Les différents panneaux présentent le spectre pour différents ratio entre $\delta\nu_{\text{rot}}$ et Γ . Source : [Ballot et al. 2006](#).

avec des modèles numériques stellaires. L'héliosismologie a ainsi fait faire un bond de géant à la physique solaire. Parmi les résultats les plus marquants, on peut citer :

- Une meilleure estimation de l'abondance en hélium à la surface du Soleil ([Vorontsov et al., 1991](#)).
- Une contrainte forte sur la position de la base de la zone convective (voir [Christensen-Dalsgaard et al., 1991](#)).
- La détermination de la rotation interne du Soleil jusqu'à la limite du cœur nucléaire ([Thompson et al., 1996](#); [Couvidat et al., 2003a](#); [García et al., 2007](#); [Mathur et al., 2008](#)), voir Figure 2.24.
- Des contraintes fortes sur le cœur nucléaire qui ont levé certains doutes sur les conditions thermodynamiques qui y règnent et ont participé à résoudre le problème des neutrinos solaires ([Turck-Chièze et al., 2001b,a](#); [Couvidat et al., 2003b](#)).

Voyons à présent ce qu'on peut apprendre de l'astérosismologie, l'étude sismique d'étoiles autres que le Soleil, et commençons par les étoiles dans la même phase évolutive que le Soleil, la séquence principale.

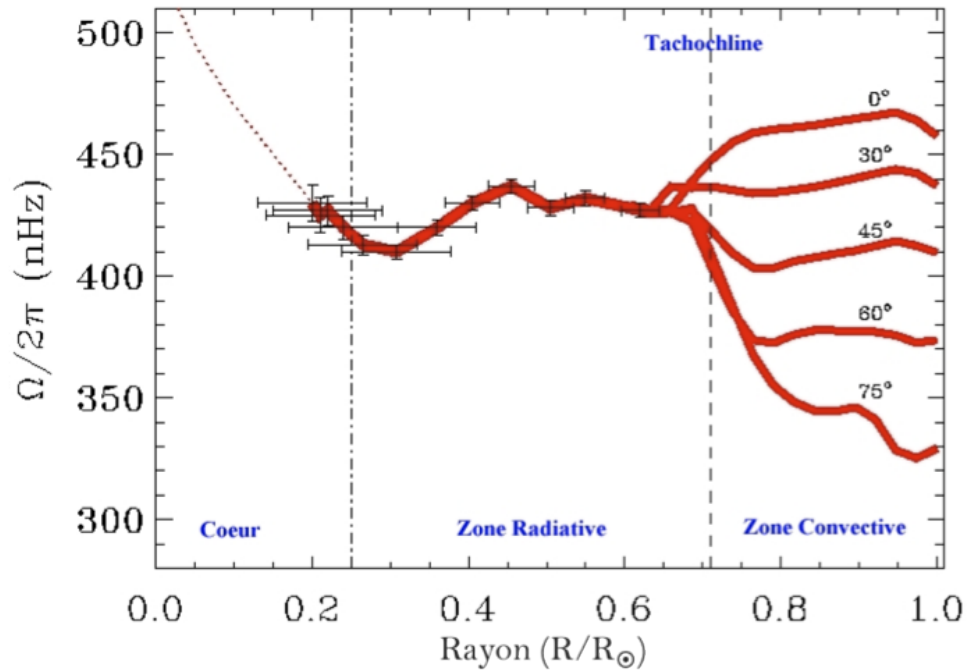


FIGURE 2.24: Profil de rotation interne du Soleil pour différentes latitudes, obtenu à partir de l'analyse des modes acoustiques du Soleil observés par l'instrument GOLF/MDI à bord du satellite SOHO. Source : [García et al. 2007](#).

2.2.4.2 Spectres d'étoiles en séquence principale

Les pulsateurs de type solaire en séquence principale ont un spectre d'oscillation remarquablement similaire à celui du Soleil. L'excès de puissance dû aux modes p est toujours très reconnaissable à sa forme de cloche et on retrouve également un schéma qui se répète, constitué la plupart du temps uniquement des modes $l = 0, 1$ et 2 . On peut voir un certain nombre d'exemples de tels spectres dans la Figure 2.25.

Il est donc possible de mesurer les paramètres ν_{\max} et $\Delta\nu$ pour un grand nombre d'étoiles. Nous avons déjà vu que $\Delta\nu$ était directement proportionnel au temps de trajet du son dans la cavité où se propage le mode. Or, la vitesse du son adiabatique vérifie $c_s^2 \propto T$, où T est la température. Par suite, $\Delta\nu \propto \sqrt{\langle T \rangle}/R$, où $\langle T \rangle$ est la température interne moyenne de l'étoile. Suivant le raisonnement de [Kippenhahn et al. \(2012\)](#), on peut approximer la température interne moyenne de la manière suivante : $\langle T \rangle \propto M/R$. On peut alors conclure :

$$\Delta\nu \propto \left(\frac{M}{R^3}\right)^{1/2}. \quad (2.20)$$

Cette relation est en très bon accord avec les résultats de simulations numériques ([Ulrich, 1986](#)) et peut alors être calibrée sur les valeurs solaires :

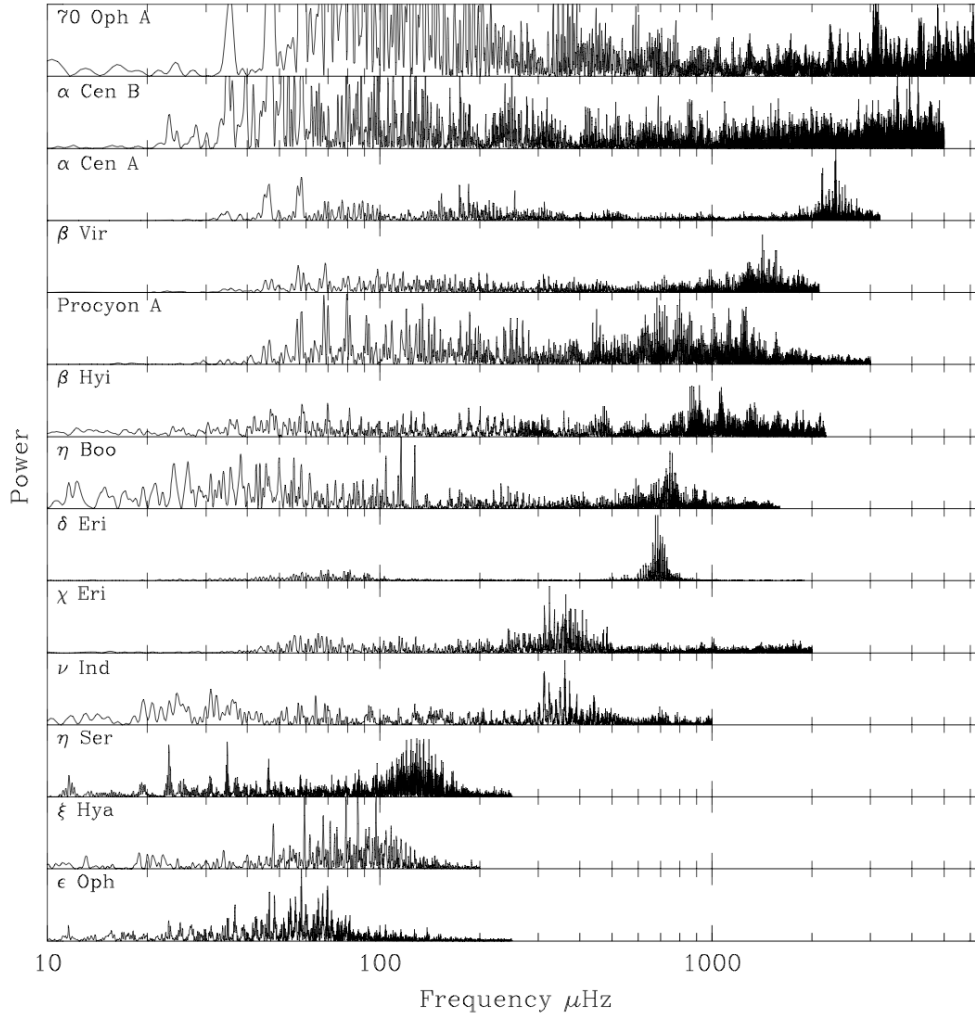


FIGURE 2.25: Spectre de puissance d'oscillateurs de type solaire en séquence principale. L'excès de puissance des modes p est bien visible, alors même que les étoiles couvrent une grande partie du domaine spectral. Source : [Carrier et al. 2003](#).

$$\Delta\nu \approx \Delta\nu_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-3/2}. \quad (2.21)$$

La paramètre ν_{\max} peut, quant à lui, être relié à la fréquence de coupure des modes acoustiques (voir [Belkacem et al., 2011](#)), ce qui entraîne : $\nu_{\max} \propto c_s/H_p$, où H_p est l'échelle de pression de l'atmosphère stellaire. On peut montrer ([Lamb, 1932](#)) que : $H_p \propto T/g$, où g est la gravité de surface de l'étoile. Il en suit que ν_{\max} peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\nu_{\max} \propto \frac{M}{R^{-2}\sqrt{T_{\text{eff}}}}. \quad (2.22)$$

De même que pour $\Delta\nu$, on peut alors calibrer cette relation sur les valeurs solaires pour obtenir :

$$\nu_{\max} \approx \nu_{\max,\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^{-1/2}. \quad (2.23)$$

Les équations (2.21) et (2.23) sont ce qu'on appelle les **relations d'échelle** (voir [Brown et al., 1991](#); [Kjeldsen & Bedding, 1995](#)). Elles ont l'énorme avantage de pouvoir être combinées pour en déduire la masse et le rayon d'une étoile connaissant uniquement ses valeurs de T_{eff} , ν_{\max} et $\Delta\nu$:

$$R \approx R_{\odot} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{-2} \left(\frac{\nu_{\max}}{\nu_{\max,\odot}} \right) \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad M \approx M_{\odot} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{-4} \left(\frac{\nu_{\max}}{\nu_{\max,\odot}} \right)^3 \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^{3/2}, \quad (2.24)$$

$$\text{avec} \quad \nu_{\max,\odot} = 3090 \pm 30 \mu\text{Hz}, \quad \Delta\nu_{\odot} = 135,1 \pm 0,1 \mu\text{Hz} \quad \text{et} \quad T_{\text{eff},\odot} = 5770 \text{ K}. \quad (2.25)$$

Il est important de noter que ces estimations sont indépendantes de tout modèle physique. De plus, il est possible de les comparer avec les paramètres d'étoiles connues pour lesquelles il existe des mesures précises de leurs rayons. Ces mesures peuvent être obtenues par interférométrie, par l'étude de systèmes binaires ou encore par la modélisation stellaire utilisant des contraintes sismiques fortes (fréquences individuelles des modes). Ces comparaisons ont montré que les masses et rayons estimés sismiquement étaient robustes. Les incertitudes sont typiquement de 10% sur le rayon et 20% sur la masse (voir par exemple [Hekker et al., 2010](#)). On peut estimer ainsi les paramètres globaux d'un très grand nombre d'étoile, de manière rapide et sans avoir besoin de se rapporter à un modèle donné.

Comme évoqué au paragraphe précédent, si le spectre d'oscillation est suffisamment détaillé, il est également possible, pour une étoile donnée, de mesurer les fréquences individuelles des modes d'oscillation. On peut alors mener une étude sismique détaillée. Cela permet, en utilisant une comparaison avec un modèle d'évolution stellaire sismique, de contraindre la masse, le rayon et l'âge de l'étoile avec une bien meilleure précision. On peut éventuellement contraindre des grandeurs telles que l'épaisseur de la zone convective, la rotation moyenne de l'étoile ou encore son angle d'inclinaison i .

On voit bien la richesse des informations que l'astérosismologie peut apporter pour les étoiles de la séquence principale. Nous allons voir à présent que les étoiles évoluées sont également une source d'informations très riches concernant les intérieurs stellaires.

2.2.4.3 Spectres d'étoiles évoluées : une mine d'informations

Tout d'abord, tout ce qui a été dit précédemment reste vrai pour les étoiles ayant quitté la séquence principale pour aborder les phases de sous-géante et de géante. Bien que les fréquences

de leurs modes d'oscillations diminuent progressivement, ce qui peut rendre leur détection plus difficile, il est toujours possible d'estimer leur masse et leur rayon grâce à la mesure de ν_{\max} et $\Delta\nu$ et aux relations d'échelles, une fois celles-ci validées, ainsi que de réaliser des études détaillées de leurs spectres.

La vraie différence tient aux conditions physiques internes de ces étoiles. En effet, leur évolution va faire se rapprocher les fréquences caractéristiques des modes p et g. Cela va conduire à un couplage entre certains modes p et g de fréquences proches pour créer les modes mixtes dont nous avons déjà parlé. Il devient ainsi possible de sonder les régions les plus profondes de l'étoile. Comme nous le verrons au Chapitre 7, cela permet entre autres de déterminer l'état évolutif de l'étoile (voir par exemple [Bedding et al., 2011](#); [Mosser et al., 2012c](#)).

Ce sont principalement les modes de degré $l = 1$ qui subissent cet effet. On n'observe alors plus un seul pic pour un mode mais un ensemble de pics. En effet, les modes mixtes peuvent avoir un caractère plus ou moins g, ce qui les rend plus ou moins sensibles aux propriétés du cœur de l'étoile. Les modes fortement p auront une fréquence proche de celle du mode p pur tandis que les fréquences des modes fortement g s'éloigneront de cette fréquence de référence. En comparant la morphologie des modes majoritairement p et ceux à caractère majoritairement g, on peut en déduire les conditions physiques des couches centrales. Dans le cas d'une étoile dont le cœur tourne plus vite que les couches externes, par exemple, les modes mixtes fortement g auront un *splitting* rotationnel plus grand que les modes mixtes fortement p ([Beck et al., 2012](#); [Mosser et al., 2012b](#)). On peut en voir un exemple dans la Figure 2.26. Dans certains cas, il est même possible de contraindre le profil de rotation interne de l'étoile en comparant les différents *splittings* mesurés (voir Chapitre 8).

Les meilleures cibles pour ce genre d'étude sont les étoiles sous-géantes pour lesquelles les modes mixtes sont facilement identifiables. Dans le cas des géantes, il devient plus difficile de les identifier car le nombre de modes mixtes augmente. Cela conduit à la présence d'un très grand nombre de pics dans le spectre d'oscillation qui devient compliqué à interpréter. De plus, l'écart entre les différents modes mixtes et le *splitting* rotationnel peuvent devenir du même ordre. Les différents pics se chevauchent alors et leur identification est malaisée.

L'astérosismologie permet ainsi de contraindre la rotation des étoiles, sur une large part du diagramme HR. Mais les taux de rotation déduits des modes d'oscillation correspondent par définition à une moyenne sur les zones de propagation des modes, zones qui englobent de larges parties de l'étoile. Il est donc paradoxalement difficile de contraindre la rotation de la surface de l'étoile, qui peut être différent de celle de la ZC, comme on peut le voir dans le cas du Soleil. Dans le prochain chapitre, nous verrons comment il est possible d'utiliser la même matière première que celle de l'astérosismologie, les courbes de lumière, pour mesurer la rotation de surface des étoiles.

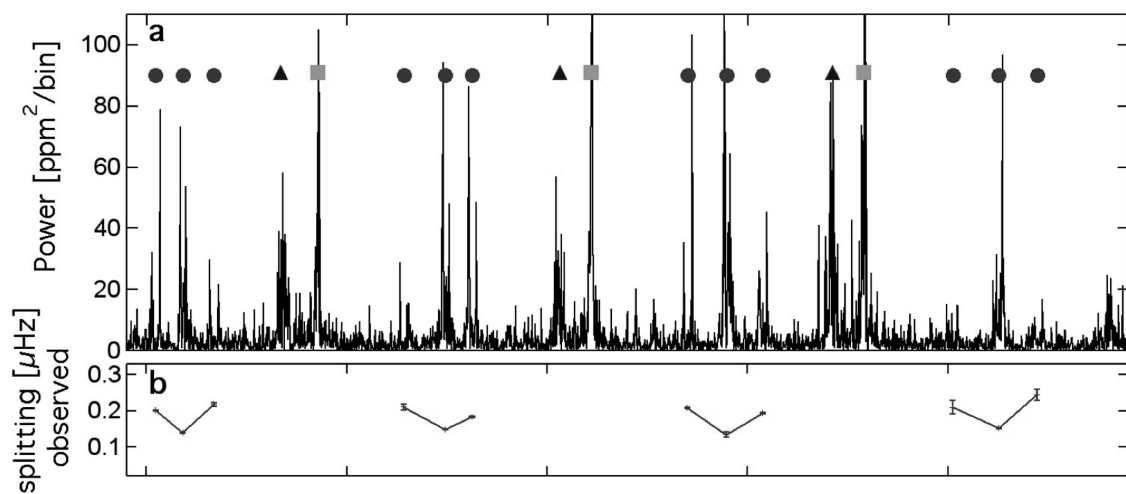


FIGURE 2.26: Modes mixés dans la géante rouge KIC 8366239, observée par le satellite *Kepler*. **Haut (a)** : Spectre d'oscillation présentant les principaux modes. Les modes radiaux $l = 0$ sont repérés par des carrés, les modes $l = 1$ par des ronds et les modes $l = 2$ par des triangles. Les triplets des modes $l = 1$ sont dus à la présence de modes mixés, le pic central étant majoritairement p et les pics latéraux majoritairement g. On peut distinguer le *splitting* rotationnel de chacun de ces pics, plus prononcé pour les modes fortement g. **Bas (b)** : *Splittings* rotationnel mesuré pour chaque mode mixés. On voit clairement que les modes centraux ont un *splitting* plus faible que les modes latéraux, ce qui suggère une rotation des couches centrales plus rapide que celle des couches externes. Source : [Beck et al. 2012](#).

CHAPITRE 3

Détection de la rotation de surface des étoiles

Sommaire

3.1 Le satellite <i>Kepler</i>	66
3.1.1 Description du satellite	66
3.1.2 Les données recueillies	67
3.1.3 La problématique du traitement des données	67
3.2 La mesure de rotation photométrique	70
3.2.1 Principe de la détection	70
3.2.2 Les techniques utilisées	72
3.3 Le développement d'un outil global	75
3.3.1 Les différents types de données et leurs avantages	77
3.3.2 Adaptation des outils existants	78
3.3.3 Comparaison des différents résultats et détermination de la période de rotation	81
3.4 Évaluation et validation de l'outil	82
3.4.1 Déroulement de l'exercice <i>hare and hounds</i>	82
3.4.2 Article Aigrain et al. 2015	89

La rotation des étoiles joue donc un grand rôle dans leur évolution (voir [Maeder 2009](#) et le Chapitre 1). Pour mieux comprendre ce rapport étroit rotation-évolution, il est nécessaire de mesurer la rotation d'un grand nombre d'étoiles, de caractéristiques (masse, âge, métallicité, etc...) variées, de manière à réaliser des analyses statistiques et à isoler les interdépendances et corrélations potentielles.

L'échantillon des étoiles observées par le satellite *Kepler* apparaît donc comme idéal : grand nombre, caractéristiques variées, observations longues (2009-2013) et, pour une grande partie, possibilité de contraindre leur structure en étudiant leurs modes d'oscillation. C'est donc naturellement que le travail de cette thèse s'est focalisé sur les données de ce satellite.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire le satellite *Kepler* ainsi que les données qu'il a recueillies durant sa mission nominale. Nous verrons ensuite comment il est possible d'utiliser ces courbes de lumière pour mesurer la rotation stellaire avant de détailler l'outil développé durant cette thèse pour ce faire. Enfin, nous verrons comment cet outil se compare aux autres méthodologies également utilisées à l'heure actuelle.

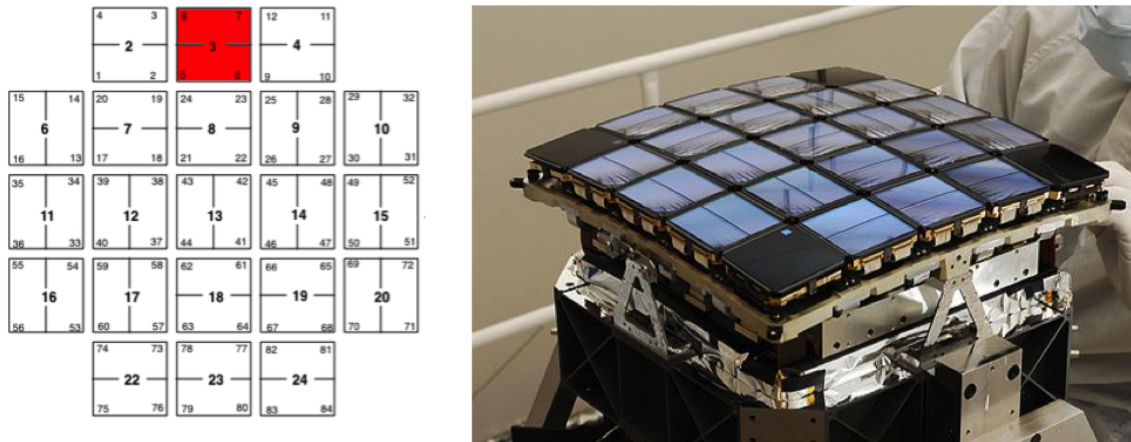


FIGURE 3.1: Plan focal du satellite *Kepler*. **Gauche** : Répartition des CCD en modules (numérotés de 2 à 24) et en canaux de lecture (numérotés de 1 à 84). Le module 3, en rouge, a subi un dysfonctionnement peu après le début de la mission et n'a pas pu transmettre de données. Source : *KASOC Data Release* (<http://kasoc.phys.au.dk>). **Droite** : Photographie du plan focal lors de la construction du satellite. Source : NASA.

3.1 Le satellite *Kepler*

Toutes les données utilisées dans cette thèse proviennent du satellite *Kepler* (Borucki et al., 2010; Koch et al., 2010), lancé le 7 Mars 2009 par la NASA. Sa mission principale consistait à détecter des exoplanètes (des planètes orbitant d'autres étoiles que le Soleil) par la méthode des transits. Comme nous l'avons vu au Chapitre 2, cette méthode requiert une mesure fine de la luminosité des étoiles au cours du temps. La communauté astérosismique a ainsi pu largement utiliser les courbes de lumières produites par *Kepler* pour étudier non les planètes mais les étoiles. Certaines caractéristiques des planètes, comme leur rayon ou leur âge, étant fortement liées à celles de leur étoile hôte et à leurs interactions mutuelles (voir par exemple Mathis & Remus, 2013; Strugarek et al., 2014), ce travail est très complémentaire de celui des planétologues.

On peut dire que *Kepler*, avec le satellite CoRoT, a marqué le début de la révolution astérosismique, inondant véritablement de données de grande qualité les équipes de recherche et conduisant à un nombre incroyable de publications. Voyons donc comment est conçu ce satellite et quelles sont les particularités de ses données.

3.1.1 Description du satellite

Le satellite *Kepler* est un photomètre spatial comprenant un télescope dont le miroir primaire a un diamètre de 1,4 m et dont l'ouverture est de 0.95 m. La caméra à son plan focal est formée de 42 capteurs CCD de 2200×1024 pixels, soit un total de 95 mégapixels. Ces CCD sont répartis en 21 modules et lus selon 84 canaux (ou *channels*, en anglais). Cette configuration est visible sur la Figure 3.1. L'orbite du satellite, d'une période de 372,5 jours, est hélio-centrique et qualifiée de "traînante" : circulaire et de demi-axe légèrement plus grand que celui de l'orbite terrestre, elle conduit le satellite à s'éloigner progressivement de la Terre.

Lors de sa mission nominale (2009-2013), le champ d'observation de *Kepler* était fixe. Couvrant 115 degrés carrés, celui-ci était situé à proximité des constellations du Cygne et de la Lyre. De manière à toujours observer le même champ tout en gardant les panneaux solaires dans la direction du Soleil et les radiateurs dans la direction opposée, le satellite effectuait une rotation de 90° sur son axe tous les 93 jours (Haas et al., 2010). Une même étoile pourra donc avoir été observées successivement par 4 CCD différents.

Depuis 2013, les deux seules roues d'inertie encore en fonctionnement ne permettent plus de stabiliser le satellite que sur deux axes, ce qui est insuffisant pour continuer à observer le champ initial. Un autre mode de fonctionnement a alors été adopté, où *Kepler* observe successivement différents champs situés à proximité de l'écliptique. Les données recueillies sont d'une qualité plus faible que celles de la mission nominale mais permettent néanmoins la détection d'exoplanètes ainsi que l'étude sismique de certains types d'étoiles peu nombreuses dans le champ originel. De plus, ce *Kepler 2.0* (ou K2, voir Chapitre 9) ouvre la possibilité d'observer différentes régions de notre Voie Lactée, dont plusieurs amas, et de comparer leurs populations stellaires.

3.1.2 Les données recueillies

Environ 120 000 étoiles ont été observées à tout instant avec une cadence de 30 min (*Long Cadence*), un nombre plus restreint (512 à un temps donné) ont pu l'être avec une fréquence de 60s (*Short Cadence*). Les données *Short Cadence* sont nécessaires pour pouvoir observer les fréquences d'oscillation des étoiles de type solaire en séquence principale ou en phase sous-géante tandis que les modes des géantes rouges sont visibles dans les données *Long Cadence*.

Du fait de ses rotations régulières et de la nécessité de transmettre les données à la Terre, les courbes de lumière de *Kepler* sont divisées en tronçons, ou *quarters*, notés Q_i où i est l'indice repérant le quarter ($i \in [0; 17]$). Après Q_0 , qui est un quarter de test de 10 jours, Q_1 a une durée de 34 jours et les suivants une durée de trois mois. Le dernier quarter avant la perte de la deuxième roue d'inertie, Q_{17} , ne dure que 31 jours. Pour pouvoir exploiter l'avantage d'avoir des observations continues pendant plus de 4 ans, il est donc nécessaire de recoller les différents quarters des données. La difficulté vient alors du fait que ces quarters contiennent des effets instrumentaux tels que la dérive thermique des capteurs. De plus, les différents CCD n'ont pas exactement les mêmes comportements et le nombre de pixels utilisés pour chaque étoile est variable, ce qui peut se traduire par des niveaux moyens différents ou une sensibilité différente. Enfin, le vieillissement des capteurs conduit également à une perte progressive de leur sensibilité. On peut ainsi voir sur la Figure 3.2 un exemple d'une courbe de lumière avant traitement. Ce sont les données SAP (pour *Simple Aperture Photometry*), parfois appelées abusivement "brutes".

3.1.3 La problématique du traitement des données

Le problème revient alors à obtenir, à partir de ces courbes de lumières brutes, des courbes de lumière où les effets instrumentaux ont été retirés tout en conservant au maximum le signal

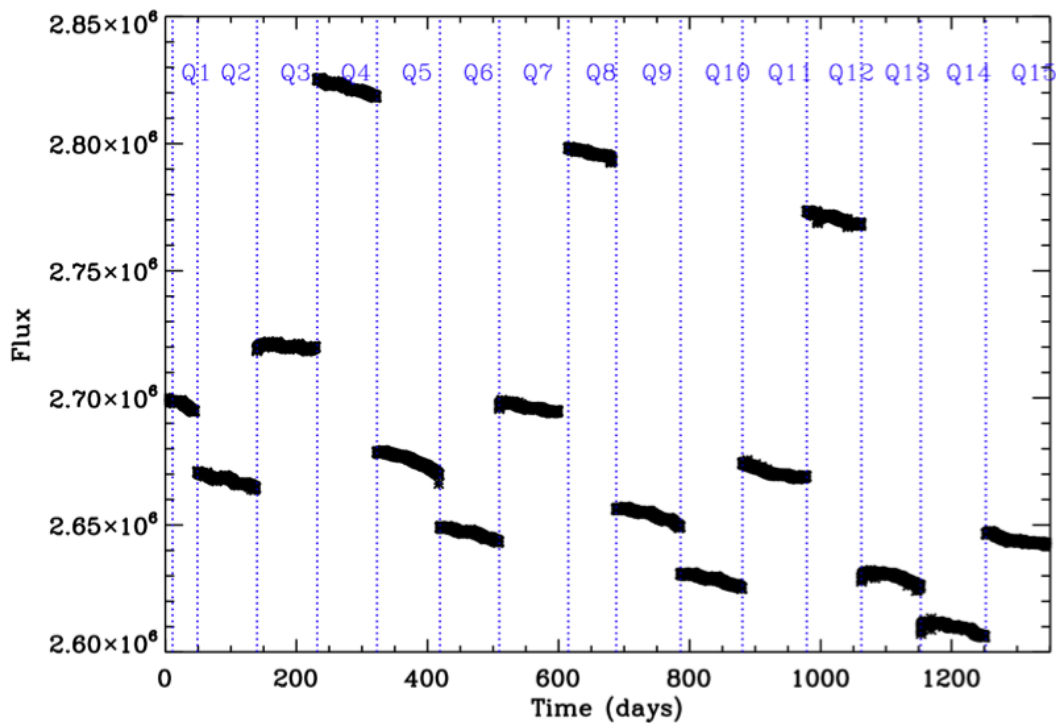


FIGURE 3.2: Exemple d'une courbe de lumière "brute" (SAP) du satellite *Kepler*, pour les quarts 0 à 15. On peut voir le découpage en quarts ainsi que les différents effets instrumentaux : dérive, différences de niveaux, perte de sensibilité...

stellaire. C'est une tâche complexe dans la mesure où ce signal stellaire possède des composantes à toutes les fréquences. Il existe donc plusieurs manières de la mener à bien, que nous allons à présent détailler.

3.1.3.1 Les données PDC

Les premières courbes de lumière disponibles sont celles produites par la NASA elle-même. Elles sont appelées *Pre-search Data Conditioning*, ou PDC. Ces données sont optimisées pour la recherche d'exoplanètes et les corrections employées permettent d'éliminer la majeure partie des problèmes instrumentaux. Cependant, un filtrage conséquent est réalisé. Dans certains cas, ce filtrage a pour conséquence de retirer ou d'atténuer le signal stellaire à basses fréquences.

De plus, cette procédure de traitement des données a évolué au cours de la mission et plusieurs types de données PDC existent. On distingue ainsi les données utilisant un algorithme bayésien (*Bayesian Maximum A Posteriori*, ou MAP, [Stumpe et al. 2012](#)), notées PDC-MAP, de celles utilisant également une décomposition multi-échelles (*Multi-Scale Bayesian Maximum A Posteriori*, ou msMAP, [Thompson et al. 2013](#)), notées PDC-msMAP. Ce dernier type de correction effectue un filtrage qui atténue de plus en plus les signaux à partir d'une période de 3 jours jusqu'à éliminer totalement les signaux dont la période est supérieure à 21 jours. Cela est bien évidemment hautement dommageable pour la détection de la rotation de surface. De plus,

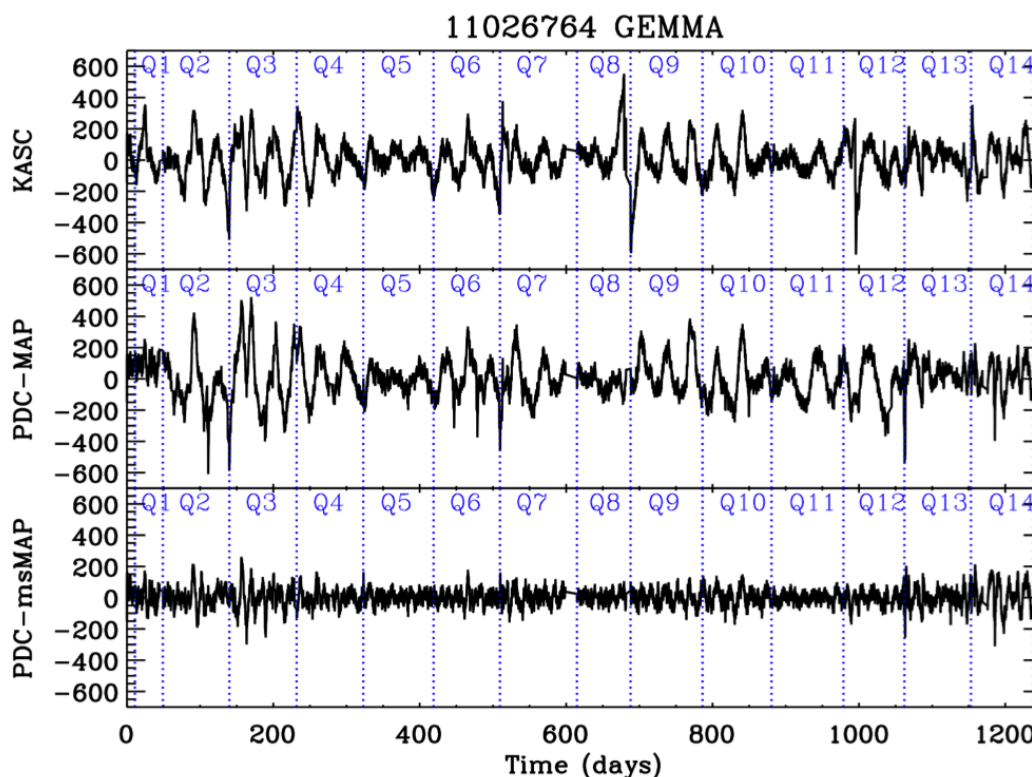


FIGURE 3.3: Exemple de différents types de corrections pour la courbe de lumière de l'étoile KIC 11026764 (Gemma). Données corrigées selon les méthodologies de [García et al. \(2011\)](#), appelées KADACS dans le texte (haut), de [Stumpe et al. \(2012\)](#), notées PDC-MAP (milieu) et de [Thompson et al. \(2013\)](#), notées PDC-msMAP. La différence de filtrage entre les données PDC-MAP et PDC-msMAP est clairement visible.

pour une même étoile, les deux types de corrections peuvent être indifféremment utilisés pour différents quarters, ce qui se traduit par des variations d'amplitude parfois importantes selon les quarters. Un exemple d'une courbe de lumière ainsi corrigée est visible sur la Figure 3.3.

3.1.3.2 Les données KADACS

Les courbes de lumière PDC n'étant pas adaptées à l'astérosismologie, la communauté sismique a développé ses propres méthodes de correction. Celles-ci partent des données SAP et corrigent les problèmes instrumentaux qui y sont présents, tout en maîtrisant les paramètres utilisés pour le filtrage. Développée par [García et al. \(2011\)](#), cette méthodologie corrige trois types d'effets : les valeurs aberrantes, les sauts et les dérives. Les valeurs aberrantes correspondent à des points s'écartant trop nettement du reste de la courbe (environ 1% des points), les sauts à un changement soudain de la valeur moyenne de la courbe et les dérives à des modifications lentes de la pente de la courbe, dues en général à des changements de température des CCD ou au mouvement propre de l'étoile sur le ciel. Après ces corrections, les différents quarters sont rattachés les uns aux autres en homogénéisant leur valeur moyenne ou par continuité à leurs bords, en fonction de la variabilité intrinsèque de la courbe.

Au cours des dernières années, cette procédure a été modifiée. Elle ne prend plus comme entrée les courbes brutes fournies par la NASA mais un produit encore antérieur : les mesures réalisées par les pixels des CCD de *Kepler*. Ces données, appelées *pixel data* sont également fournies par la NASA. Celle-ci sélectionne ensuite les pixels pertinents sous forme d'un "masque" pour calculer la courbe de lumière de l'étoile. La nouvelle procédure recalcule ce masque selon la méthode développée par [Mathur et al. \(2015\)](#) pour optimiser la stabilité de la courbe, avant d'appliquer les corrections décrites plus haut. Ces données sont notées KADACS (pour *Kepler Asteroseismic Data Analysis and Calibration Software*). La Figure 3.3 compare cette méthode à celles de la NASA pour l'étoile KIC 11026764, surnommée Gemma.

À présent que nous disposons de courbes de lumière fiables, nous pouvons voir comment extraire la rotation de surface des étoiles de ces courbes.

3.2 La mesure de rotation photométrique

La mesure de la rotation de surface grâce à la photométrie va reposer sur la détection de modulations de basses fréquences dans les courbes de lumière des étoiles. Nous allons tout d'abord voir à quoi sont dues ces modulations avant de nous pencher sur les différentes techniques permettant de les identifier.

3.2.1 Principe de la détection

Les variations observées dans les courbes de lumière s'expliquent par la présence à la surface des étoiles de taches stellaires. Ces taches, similaires aux taches solaires bien connues et observées à la surface du Soleil, sont produites par des remontées de tubes de champ magnétique qui se forment plus en profondeur (voir [Thomas & Weiss, 2008](#), pour une description détaillée). Voyons comment ces taches modifient la luminosité des étoiles.

3.2.1.1 Taches stellaires et rotation

Lorsqu'un tube magnétique remonte jusqu'à la surface d'une étoile, le champ intense qu'il transporte atténue l'efficacité de la convection verticale. Cela conduit à une baisse de la température à la surface de la région concernée et, par conséquent, à une baisse de la luminosité de cette zone. On observe donc une partie plus sombre sur la surface stellaire, d'où l'appellation de "tache". Dans le cas du Soleil, ces phénomènes sont facilement observables (voir la Figure 1.7).

Comme on l'a vu au Chapitre 1, ces taches se déplacent sur la surface visible de l'étoile au gré de la rotation stellaire. Les taches stellaires traversent donc périodiquement la face visible de l'étoile. Ces passages périodiques induisent une baisse de la luminosité, avec une périodicité correspondant à la rotation de l'étoile aux latitudes actives. En étudiant cette forme de variabilité, on peut donc remonter à la période de rotation de surface de l'étoile observée. La Figure 3.4 présente cet effet dans le cas du Soleil, à deux instants de son cycle d'activité.

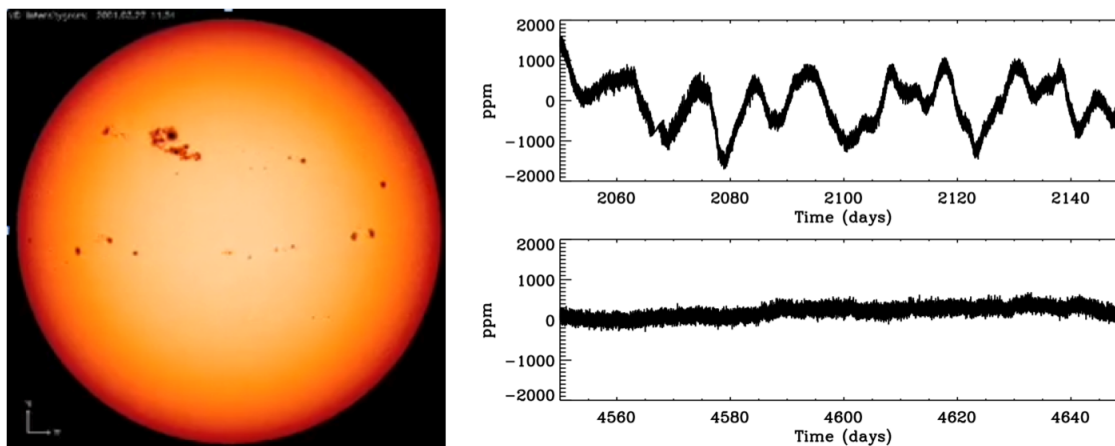


FIGURE 3.4: **Gauche** : Taches solaires à la surface du Soleil pendant un maximum d'activité solaire, observées par l'instrument MDI. **Droite, Haut** : Courbe de lumière obtenue par l'instrument VIRGO pendant un maximum d'activité solaire (cycle 23). On peut voir clairement les modulations périodiques de la courbe. **Droite, Bas** : Courbe de lumière obtenue par l'instrument VIRGO pendant un minimum d'activité solaire (entre les cycles 23 et 24). Plus aucune modulation n'est visible. L'origine de l'axe du temps est le 11 avril 1996.

3.2.1.2 Implications sur l'activité magnétique stellaire

Comme on peut le voir dans la Figure 3.4, les modulations produites par la rotation sont intrinsèquement reliées au degré d'activité de l'étoile. Ainsi, une étoile magnétiquement active (comme le Soleil au maximum de son cycle) aura un grand nombre de taches à sa surface et donc une courbe de lumière très modulée. À l'inverse, une étoile peu active ou inactive (comme le Soleil au minimum de son cycle) ne présentera pas de taches et donc aucune modulation de sa courbe de lumière.

On peut ainsi estimer l'activité magnétique d'une étoile via l'amplitude des modulations dues à la rotation dans sa courbe de lumière : plus une étoile est active, plus grande est la part de sa surface recouverte par des taches et donc plus grande sont les modulations. De plus, en comparant l'amplitude à différents instants, il est envisageable d'observer un cycle d'activité stellaire. En pratique, cela reste très difficile puisque les cycles d'activité peuvent avoir des périodes longues (11 ans pour le Soleil). Pour détecter ces cycles longs, il faut donc soit des observations très longues soit des observations courtes mais réparties sur une longue période.

3.2.1.3 Avantages et limitations

Cette méthode de mesure de la rotation de surface est relativement simple, directe et demande des observations peu chronophages. Elle permet d'obtenir une estimation de la rotation d'un grand nombre d'étoile et est applicable aux missions statistiques telles que *CoRoT* et *Kepler*.

En revanche, il est important de garder à l'esprit ses limitations. Tout d'abord, cette méthode est utilisable uniquement pour les étoiles actives et beaucoup d'étoiles observées ne le sont pas. Ces étoiles peuvent avoir en permanence un faible champ magnétique ou bien être observées durant

un minimum de leur cycle d'activité. Ainsi, cette méthode n'est pas utilisable pour mesurer la rotation d'un certain nombre d'étoiles.

De plus, il est beaucoup plus aisé de mesurer des périodes courtes plutôt que des périodes longues. Ces dernières nécessitent des temps d'observations longs pour pouvoir observer au moins deux ou trois rotations. Les modulations correspondantes sont de basses fréquences et ont dans de nombreux cas des caractéristiques très similaires aux dérives instrumentales. Elles sont donc la plupart du temps éliminées par le filtrage des données qui fait partie du pré-traitement des courbes de lumière. Nous y reviendrons plus loin.

Il faut également prendre en compte que la période mesurée correspond à la zone de l'étoile où sont situées les taches. Si les taches sont principalement placées à une latitude donnée, c'est la rotation à cette latitude qui est mesurée. Pour une étoile comme le Soleil, qui possède une forte rotation différentielle latitudinale en surface (voir Figure 2.24), la mesure peut donc varier au cours du cycle puisque les taches migrent depuis les régions à des latitudes de $\pm 30^\circ$ vers l'équateur.

Enfin, l'inclinaison sous laquelle l'étoile est observée joue aussi un rôle important. En effet, en fonction de celle-ci certaines régions de l'étoile ne seront pas visibles ou, au contraire, visibles en permanence. Dans le cas d'une étoile pour laquelle la ligne de visée est confondue avec son axe de rotation, il sera impossible de mesurer sa rotation. L'ensemble d'un hémisphère étant observé à tout instant, les seules modulations observées seront dues à l'évolution des taches stellaires qui apparaissent et disparaissent.

Lorsqu'on considère des mesures de rotations de surface photométriques, il faut donc le faire en ayant conscience de ces différents effets, notamment pour réaliser des études statistiques. Maintenant que nous savons ce que nous pouvons tirer de ces mesures, voyons quelles techniques peuvent être mise en œuvre pour les réaliser.

3.2.2 Les techniques utilisées

Il existe de multiples manières de mesurer la rotation des étoiles. Nous avons vus au Chapitre 2 que l'astérosismologie pouvait contraindre la rotation interne et nous verrons au Chapitre 7 comment la spectroscopie permet de contraindre la rotation de surface. Dans cette partie, nous allons passer en revue les différentes méthodes permettant d'estimer la rotation de surface grâce à la photométrie, soit l'étude de la courbe de lumière d'une étoile.

3.2.2.1 Le *spot-modeling*

La technique dite du *spot-modeling* (ou modélisation des taches, en français) consiste à reproduire au plus proche les modulations de la courbe de lumière en se basant sur un modèle de surface stellaire qui est ensuite ajusté aux observations. Ce modèle peut dépendre d'un grand nombre de paramètres (rotation moyenne, taux de rotation différentielle, taille, temps de vie et latitudes d'apparition des taches, etc...) et l'espace des paramètres peut donc être très vaste

et souvent mal contraint par les observations. Qui plus est, il y a souvent dégénérescence entre plusieurs paramètres (Walkowicz et al., 2013).

D'un point de vue pratique, cette technique est très consommatrice en temps de calcul puisqu'elle repose sur une minimisation de l'écart entre la courbe de lumière observée et celle modélisée. Pour que la convergence puisse se faire, il est souvent nécessaire d'avoir une bonne estimation de la période de rotation moyenne de l'étoile. Ainsi, ce n'est pas une méthode adaptée pour réaliser des études rapides sur de grands échantillons. En revanche, elle permet d'obtenir des résultats plus détaillés pour certaines étoiles, de manière individuelle, en particulier concernant la rotation différentielle (voir par exemple Lanza et al., 2014, 2009; Gondoin et al., 2010).

3.2.2.2 Le spectre de puissance

Lorsque l'on s'intéresse à des signaux périodiques dans une courbe, il est naturel de se tourner vers l'espace de Fourier. C'est de cette manière que sont étudiées les oscillations stellaires et on peut utiliser la même approche pour la rotation. Les données de *Kepler* n'étant pas régulièrement échantillonnées, on utilise en général un périodogramme de Lomb-Scargle (voir Scargle, 1982; Frandsen et al., 1995) pour isoler les pics présents à basses fréquences.

Cette technique a notamment été employée par Nielsen et al. (2013) pour analyser environ 12 000 étoiles en séquence principale et par Reinhold et al. (2013) pour analyser environ 20 000 étoiles. Dans les deux cas, les étoiles ont été observées par *Kepler* et les différents quarts ont été analysés de manière séparée, ce qui limite la plage de périodes détectables à 45 jours au maximum. Dans leur méthodologie, la période de rotation est alors déterminée par le pic le plus haut de la partie à basses fréquences du périodogramme. Or il arrive fréquemment que ce pic ne corresponde pas à la période de rotation réelle mais à un harmonique de celle-ci (pour plus de détails, voir McQuillan et al., 2013a). Néanmoins, ces deux études ont permis une estimation de la période de rotation d'un grand nombre d'étoiles en séquence principale.

3.2.2.3 L'autocorrélation

L'autre méthode utilisée pour réaliser des études statistiques sur un grand nombre d'étoiles est celle de l'autocorrélation. Elle consiste à calculer la fonction d'autocorrélation (ACF, pour *AutoCorrelation Function*) de la courbe de lumière. Cette fonction correspond à la multiplication de la courbe de lumière par elle-même, décalée d'un certain pas de temps τ_k correspondant à un délai k . Pour une variable discrète x_i , $i \in [1, N]$, on a ainsi :

$$\text{ACF}(k) = \frac{\sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x})}{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}, \quad (3.1)$$

où \bar{x} est la moyenne de la fonction x_i . On repère alors le premier pic significatif et on choisit le décalage τ_k correspondant comme étant la période de rotation.

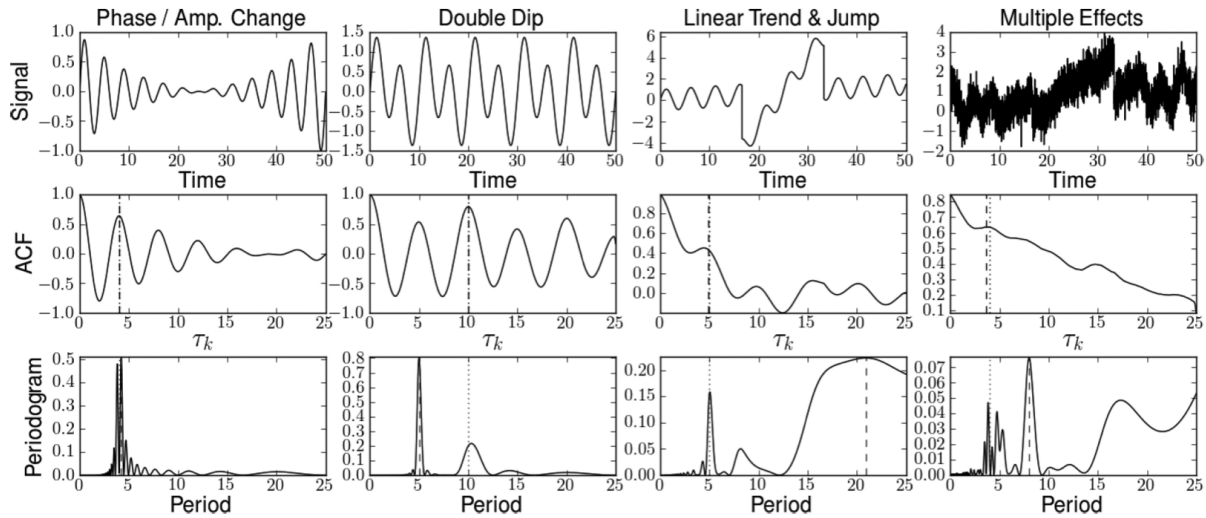


FIGURE 3.5: Comparaison entre le périodogramme et l'autocorrélation pour la détection de la rotation de surface. **Haut** : Courbes de lumière synthétiques incluant divers effets tels qu'un changement de phase et d'amplitude (évolution des taches), une double modulation (taches présentes sur des faces opposées de l'étoile), une dérive instrumentale associée à des sauts et une combinaison de ces effets auquel s'ajoute un bruit blanc plus un bruit corrélé au signal. **Milieu** : Fonction d'autocorrélation des courbes précédentes ; la ligne en pointillé indique la période réelle tandis que la ligne en tirets marque la période mesurée. **Bas** : Périodogrammes des courbes de lumière ; les lignes ont la même signification que précédemment. On constate que si la méthode par périodogramme est souvent très perturbée, l'ACF retrouve dans les 4 cas une période pertinente. Le cas des effets multiples est un cas limite qui ne permettra souvent pas de déterminer une période de rotation dans un cas réel. Source : [McQuillan et al. 2013a](#).

[McQuillan et al. \(2013a,b, 2014\)](#) ont utilisé cette méthode pour étudier, respectivement, 1 600 naines M, 740 étoiles à planètes (KOIs, pour *Kepler Objects of Interest*) et environ 34 000 étoiles en séquence principale. Ils ont démontré que cet outil est relativement robuste et nettement moins sensible que le spectre de puissance aux défauts présents dans les données ou aux signaux ambigus, comme on peut le constater sur la Figure 3.5. Ces travaux ont permis d'obtenir une vision large du comportement rotationnel des étoiles dans cette phase évolutive.

Cependant, cette méthodologie a un taux de faux positif relativement élevé (de l'ordre de 10%, voir [Aigrain et al. 2015](#)). Elle nécessite également l'utilisation de seuils pour discriminer les détections réelles des autres résultats, ce qui implique un certain nombre de non-détections là où la rotation pourrait être extraite. Elle est donc parfaitement appropriée aux études statistiques mais pas à l'analyse approfondie d'un nombre restreint de cibles.

3.2.2.4 La décomposition en ondelettes

Une autre technique utilisable est la décomposition en ondelettes. Cette méthode développée par [Torrence & Compo \(1998\)](#) pour ce type de donnée a été appliquée pour la première fois à des courbes de lumière par [Mathur et al. \(2010b\)](#). Elle consiste à réaliser une analyse temps-fréquence de la courbe en projetant celle-ci sur la base de fonctions appelées ondelettes.

Cette méthode a l'avantage de fournir une information temporelle sur la présence d'un signal périodique. Elle permet donc de visualiser si la modulation est bien présente tout au long de la série temporelle ou bien si elle est très localisée dans le temps et donc probablement due à un problème instrumental. En projetant cette décomposition 2D (temps-période) sur l'axe des périodes, on obtient un spectre de puissance équivalent à un périodogramme de Lomb-Scargle avec une résolution dégradé. Ce spectre a l'avantage de rassembler la majorité de la puissance sur la période principale et d'éviter que les harmoniques soient plus présents que le mode principal.

On peut également projeter cette décomposition sur l'axe du temps et on obtient alors une estimation de l'activité de l'étoile au cours du temps. Cela permet éventuellement la détection de modulations d'activité ou même de cycles proprement dits, comme cela a été fait par [Mathur et al. \(2014b\)](#) pour des étoiles F observées par *Kepler*. La Figure 3.6 donne un exemple de ces différentes possibilités.

Plus rapide et moins détaillée que le *spot-modeling* mais plus fiable et plus lente que l'auto-corrélation, cette méthode est bien adaptée à l'étude d'échantillons de taille moyenne dont les données contiennent des perturbations. De plus, elle n'est pas sensible aux problèmes instrumentaux de la même manière que l'autocorrélation, les deux méthodes pouvant chacune donner de meilleurs résultats que l'autre pour des problèmes donnés.

3.2.2.5 Un nouvel outil : le spectre composite

De manière à combiner les avantages de ces deux dernières méthodes (ACF et ondelettes) et disposer d'une méthode de traitement automatique, j'ai développé au cours de ma thèse un outil combinant les deux techniques. Ce nouvel outil, baptisé **Spectre Composite (ou CS, pour Composite Spectrum)**, est créé en multipliant la projection de la décomposition en ondelette sur l'axe des périodes avec la fonction d'auto-corrélation.

Le spectre composite a l'avantage d'amplifier les signaux présent dans les deux courbes et d'atténuer ceux présent dans seulement l'une des deux, très probablement dus à des problèmes instrumentaux. Il est également plus facile de déterminer une incertitude sur la mesure issue de cette analyse que pour l'ACF. Nous reviendrons sur les détails de son calcul dans la prochaine partie, qui détaille l'ensemble du programme d'extraction de la rotation de surface à partir des courbes de lumière dont j'ai coordonné le développement durant ma thèse.

3.3 Le développement d'un outil global

Une méthode pour les combiner toutes et dans le *pipeline* les lier

De manière à obtenir des résultats fiables concernant l'extraction de la rotation de surface, il est intéressant de combiner les méthodes les plus performantes pour les comparer. Le programme développé utilise donc l'ACF et la décomposition en ondelettes pour comparer les résultats de ces méthodes et renforcer la fiabilité des périodes de rotation mesurées. Mais avant de nous

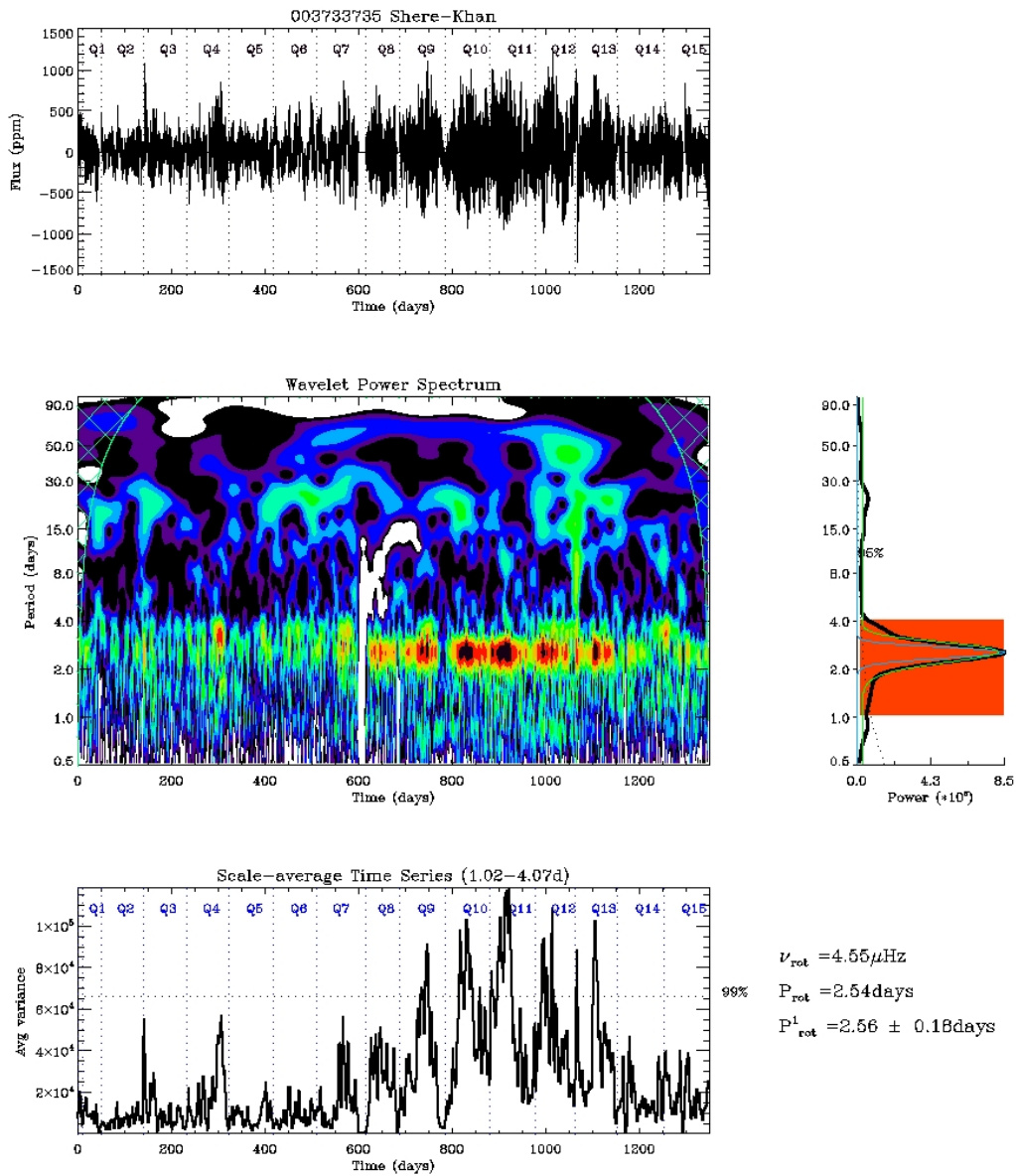


FIGURE 3.6: Analyse de l'étoile KIC 3733735 par la décomposition en ondelettes. **Haut** : Courbe de lumière de KIC 3733735 observée par *Kepler*. **Milieu, gauche** : Décomposition en ondelettes de la courbe de lumière; le bleu correspond à des périodes peu présentes et le rouge à des périodes très présentes. **Milieu, droite** : Projection de la décomposition sur l'axe des périodes (ligne noire) et fit d'une gaussienne sur le pic correspondant à la rotation (ligne verte). On constate que la période de rotation de 2,56 jours est nettement déterminée. **Bas** : Projection de la décomposition sur l'axe du temps. On peut observer une variation nette de l'activité stellaire pouvant correspondre à un cycle d'activité. Adapté de [Mathur et al. \(2014b\)](#).

intéresser à la manière dont ces méthodes ont été adaptées et utilisées, commençons par passer en revue les différents types de données et comment les utiliser.

3.3.1 Les différents types de données et leurs avantages

Comme nous l'avons vu à la Section 3.1, il existe plusieurs manières de corriger les données *Kepler* et donc plusieurs types de courbes de lumière. Voyons ce que nous pouvons en dire du point de vue de la rotation de surface.

3.3.1.1 Les données PDC

Nous l'avons vu précédemment, les données corrigées fournies par la NASA sont calibrées pour la recherche d'exoplanètes. Elles sont donc en général fortement filtrées et ne contiennent donc pas de signaux à longues périodes. De ce fait, elles ne peuvent convenir pour étudier les étoiles à rotation relativement lente, comme c'est par exemple le cas pour les géantes rouges. Néanmoins, ces courbes de lumière sont très stables et peuvent donc être utilisées efficacement pour extraire des périodes de rotation plus courtes.

Il est important de noter qu'il existe deux versions de ces corrections : PDC-MAP et plus récemment PDC-msMAP. Les données PDC-MAP ne subissent pas un filtrage fixe pour toutes les données et peuvent convenir pour des périodes de rotation allant jusqu'à 45 jours. En revanche, les données PDC-msMAP sont fortement filtrées et tous les signaux de périodes supérieures à 21 jours sont supprimés. Ces données PDC-msMAP ne peuvent donc convenir que pour étudier les rotations rapides, de périodes inférieures à 21 jours. À l'heure actuelle, l'ensemble des archives *Kepler* a été re-traité à l'aide de la 2^e méthodologie et on ne trouve plus que des données PDC-msMAP sur les serveurs de la NASA. À l'heure actuelle, de nouvelles procédures sont en développement pour réintroduire les signaux de longues périodes lorsqu'ils sont jugés d'origine stellaire.

3.3.1.2 Les données KADACS

Pour contrôler plus finement les corrections des données, nous utilisons donc la méthodologie développée au CEA, qui produit les données KADACS. Cela présente l'avantage de pouvoir décider du degré et de la technique de filtrage appliquée aux données. Entre autres, il est possible de filtrer les données soit quarter par quarter, soit globalement, une fois tous les quarters réunis. Les données KADACS corrigent complètement la plupart des problèmes instrumentaux et une grande attention est portée à la liaison des différents quarters. Cela rend ces données bien adaptées à l'étude des périodes longues. Néanmoins, la manière dont le filtrage est réalisé influe sur les résultats de l'analyse de la rotation et le type de filtre doit donc être sélectionné avec soin.

3.3.1.3 Le problème du filtrage

Le problème du filtrage est toujours le même : plus de filtrage enlève la majorité des problèmes instrumentaux de type dérive mais risque d'enlever également du signal stellaire tandis qu'un

filtrage faible assure de garder tout le signal stellaire mais risque de laisser passer des défauts dus à l'instrument. Un compromis est donc à trouver entre ces deux extrêmes.

En pratique, deux jeux de données sont systématiquement utilisés et leurs résultats comparés. Pour des étoiles dont les périodes sont relativement courtes, on utilisera ainsi les données PDC-MAP et KADACS avec un filtrage assez fort. Pour des étoiles à longues périodes, on utilisera en revanche deux jeux de données KADACS, avec des filtrages différents (périodes de coupure différentes et mode de filtrage différents, quarter par quarter ou global). Cela permet d'éviter que les résultats de certaines étoiles correspondent en réalité à des problèmes instrumentaux, les différentes méthodes n'étant pas sensibles à ces effets de la même manière (voir Figure 3.3). Dans certains cas, où les périodes de rotation sont très longues, un nouveau filtrage pourra être réalisé pour ré-étudier les étoiles en question, une attention particulière étant portée à la forme du signal pour s'assurer qu'il n'est pas d'origine instrumentale.

Le type de données analysées étant défini, voyons à présent comment sont mises en œuvres les techniques d'analyse des courbes de lumière.

3.3.2 Adaptation des outils existants

De manière à obtenir des résultats fiables tout en gardant un temps de calcul raisonnable, les deux techniques retenues sont l'autocorrélation (ACF) et la décomposition en ondelettes. Dans cette partie, nous détaillerons comment ces méthodes sont utilisées.

Notons qu'avant d'appliquer ces techniques, la courbe de lumière est ré-échantillonnée pour diminuer son nombre de points d'un facteur 4, soit un point toutes les 2h, et accélérer l'analyse.

3.3.2.1 L'ACF

La fonction d'autocorrélation (ACF) de la courbe de lumière est calculée comme indiqué par l'équation (3.1) et est implémentée en s'inspirant de [McQuillan et al. \(2013a\)](#). De manière à lisser cette courbe, on réalise le périodogramme de l'ACF pour identifier la période la plus présente. Un filtre triangulaire dont la taille de la fenêtre est choisie comme le dixième de cette période est alors appliqué à l'ACF.

Pour déterminer la période de rotation, les pics dont la hauteur est supérieure à un certain seuil (fixé empiriquement à 0,1) sont détectés. Par défaut, le premier est considéré comme celui correspondant à la rotation. Cependant, si les pics suivent un schéma régulier correspondant à la présence de n taches réparties régulièrement sur la surface stellaire (voir le *Double Dip* de la Figure 3.5), ce schéma est repéré et la période retournée est celle du $n^{\text{ème}}$ pic. La période de rotation issue de cette méthode est notée P_{ACF}

Il est très difficile de déterminer une incertitude de mesure pour la méthode de l'autocorrélation. [McQuillan et al. \(2014\)](#) ont proposé d'utiliser la dispersion des pics successif de l'ACF mais cela

conduit à des incertitudes extrêmement faibles qui ne sont pas reliées à un processus physique de mesure. En conséquence, nous avons choisi de ne pas calculer d'incertitude pour cette méthode et de considérer celles produites par les suivantes.

On peut voir un exemple d'ACF sur la Figure 3.7.

3.3.2.2 Les ondelettes

La méthode suivante est celle de la décomposition en ondelettes. On commence par calculer la décomposition de la courbe de lumière en utilisant comme ondelette principale une fonction de Morlet (convolution d'une sinusoïde et d'une gaussienne ; voir Goupillaud et al. 1984, Holdschneider et al. 1989). Cette décomposition, appelée WPS pour *Wavelets Power Spectrum*, indique quelles sont les échelles (ici assimilées aux périodes) les plus présentes dans la courbe à différents instants.

On projette ensuite ce WPS sur l'axe des périodes pour obtenir le GWPS (pour *Global Wavelets Power Spectrum*). Dans celui-ci, les pics principaux sont ajustés par des fonctions gaussiennes. Le pic le plus élevé est sélectionné comme celui correspondant à la rotation et le centre de la gaussienne ajustée est sélectionnée comme la période de rotation, notée P_{GWPS} . La demi-largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est considérée comme l'incertitude sur cette mesure.

On peut voir un exemple de WPS et de GWPS sur la Figure 3.7.

3.3.2.3 Le Spectre Composite

La dernière méthode est celle du Spectre Composite (CS, pour *Composite Spectrum*). Cette courbe est calculée à partir de la multiplication du GWPS et de l'ACF. Pour pouvoir réaliser cette multiplication, le GWPS est interpolé sur la grille temporelle de l'ACF qui est plus fine et présente l'avantage d'être régulière. De plus, avant la multiplication une fonction exponentielle décroissante est ajustée à l'ACF et lui est soustraite. Cela permet d'éviter les pics fictifs pouvant provenir de la convergence de l'ACF vers 1 en 0.

Une fois le CS obtenu, on repère les pics principaux et ceux-ci sont ajustés par des fonctions gaussiennes, de même que pour le GWPS. Le pic le plus haut donne alors la période notée P_{CS} et la demi-largeur à mi-hauteur de la gaussienne donne l'incertitude sur cette valeur.

On peut voir un exemple de Spectre Composite sur la Figure 3.7 qui présente un résumé des différentes techniques appliquées à une courbe de lumière synthétique.

Nous nous retrouvons alors avec trois périodes différentes (P_{ACF} , P_{GWPS} et P_{CS}) pour chaque jeu de données. Il va donc falloir trouver comment comparer ces résultats pour déterminer une seule période de rotation, robuste et fiable.

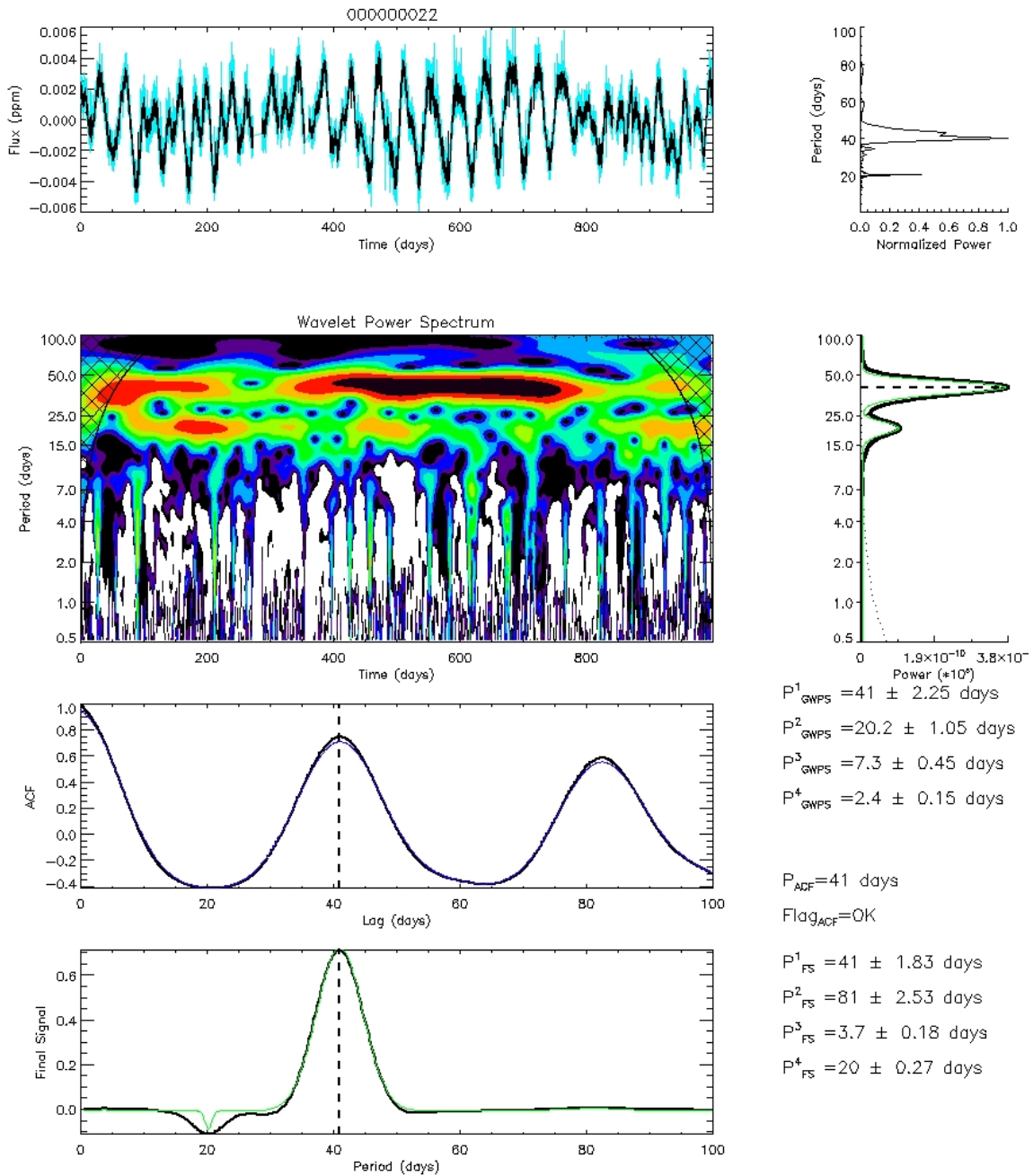


FIGURE 3.7: Exemple de résultats du programme d'analyse de la rotation pour une courbe de lumière synthétique issue d'Aigrain et al. (2015). **Première ligne, gauche** : Courbe de lumière originale (bleu clair) et après le ré-échantillonnage (noir). **Première ligne, droite** : périodogramme de la courbe de lumière. **Deuxième ligne, gauche** : WPS de la courbe de lumière ; le bleu indique les périodes faiblement présentes tandis que le rouge indique les périodes très présentes ; les parties hachurées correspondent au cône de non-fiabilité. **Deuxième ligne, droite** : GWPS de la courbe de lumière (noir) et fit gaussien (vert) ; la ligne en tirets indique la période identifiée par cette méthode. **Troisième ligne** : ACF (noir) et ACF filtrée (bleu foncé, quasiment identique) ; la ligne en tirets indique la période identifiée par cette méthode. **Quatrième ligne** : Spectre Composite (noir) et fit gaussien (vert) ; la ligne en tirets indique la période identifiée par cette méthode.

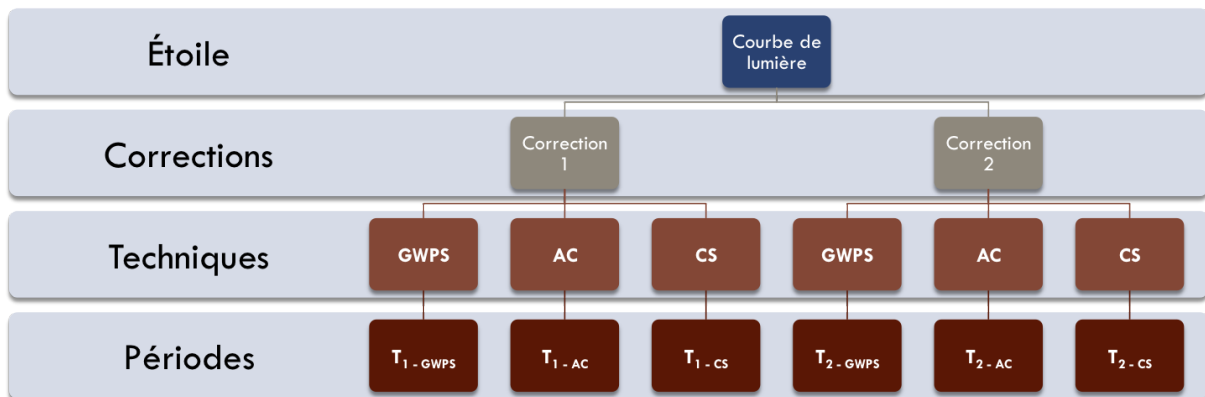


FIGURE 3.8: Schéma de fonctionnement du programme d'analyse de la rotation.

3.3.3 Comparaison des différents résultats et détermination de la période de rotation

Pour un échantillon de données, nous utilisons donc nécessairement deux jeux de données différents et trois méthodes. Comme le résume la Figure 3.8, cela produit, pour chaque étoile, six résultats différents. Comment les comparer et déterminer une période unique ?

On peut réaliser cette comparaison de plusieurs manières. La plus simple consiste à s'assurer que toutes les périodes sont en accord à un pourcentage près, typiquement 10%. Cette méthode a l'avantage d'être totalement automatique. En revanche, elle ne fonctionne que dans les cas les plus évidents, ce qui ne l'empêche pas d'avoir un taux de succès élevé comme nous le verrons dans la partie suivante. Cette méthode est particulièrement adaptée aux gros échantillons.

Une autre manière de comparer ces résultats est de vérifier visuellement toutes les figures produites par l'analyse et de vérifier quelles périodes correspondent effectivement à une modulation de type rotationnel dans la courbe de lumière initiale. Cette méthode est très couteuse en temps mais permet des résultats très fiables. Elle est adaptée à l'étude d'échantillon restreints.

Enfin, on peut combiner ces deux approches. Cela revient à extraire un sous-échantillon d'étoiles, suffisamment petit pour pouvoir faire l'objet d'une vérification visuelle. Ce sous-échantillon peut être sélectionné en vérifiant que toutes les périodes issues d'un jeu de données sont en accord à 10% près par exemple. On peut également définir des grandeurs et sélectionner uniquement les étoiles pour lesquelles ces grandeurs sont supérieures à un seuil donné.

Trois grandeurs ont ainsi été définies : H_{ACF} , H_{CS} et G_{ACF} . H_{ACF} mesure la hauteur du pic de la rotation dans l'ACF. Il se calcule comme la moyenne de la différence entre le maximum de ce pic et les deux minima adjacents. H_{CS} est calculé de la même manière mais pour le Spectre Composite. Enfin, G_{ACF} est le maximum atteint par l'ACF après qu'elle ait croisé l'axe des abscisses pour la première fois. Plus ces grandeurs sont élevées, plus la détection est certaine. Les seuils à appliquer à ces valeurs sont définis empiriquement grâce à des échantillons connus. Nous y reviendrons dans les chapitres suivants.

En pratique, quelle que soit la méthode employée, toutes les courbes de lumières pour lesquelles une période de rotation est définie sont vérifiées visuellement. Cela permet de renforcer encore la fiabilité des résultats de cet outil.

Cette méthodologie est donc construite de manière à renforcer au maximum la fiabilité des résultats. Dans la partie suivante, nous verrons comment elle se compare aux autres techniques utilisées dans ce domaine et quelles sont ses performances sur un échantillon synthétique test.

3.4 Évaluation et validation de l'outil

Les données pléthoriques de *Kepler* ont conduit de nombreuses équipes à étudier la rotation de surface des étoiles observées. Chacune de ces équipes a développé ses propres techniques d'analyse des données, utilisant diverses méthodes. De manière à pouvoir comparer les résultats de toutes ces méthodologies et à évaluer la fiabilité des informations extraites, il a été décidé, à l'initiative du département d'astrophysique de l'Université d'Oxford, de réunir tous les acteurs de ce sujet et de tester leurs méthodes sur un échantillon de données synthétiques et donc connues. Ce type d'exercice qui consiste à tester en aveugle une ou plusieurs méthodologies sur un set de données simulées parfaitement connu est désigné par le terme anglais de *hare and hounds*. Dans cette partie, nous allons présenter le déroulement de cet exercice, en nous focalisant principalement sur la méthodologie développée durant cette thèse. L'exercice complet est détaillé dans l'article [Aigrain et al. \(2015\)](#) qui est inclus Partie 3.4.2.

3.4.1 Déroulement de l'exercice *hare and hounds*

Dans tout exercice *hare and hounds*, il y a deux parties distinctes et fondamentales. La première est la création des données simulées, qui doivent être le plus réalistes possible. La seconde est l'analyse de ces données par les méthodologies à tester, qui doit être faite en aveugle, sans connaître la manière dont ces données ont été créées. Nous commencerons par détailler comment ont été préparées les données avant de détailler les techniques mises en œuvre par les différents groupes pour finir par nous pencher sur les résultats de l'exercice et les conclusions que nous pouvons en tirer.

3.4.1.1 Les données simulées

De manière à créer des données réalistes et donc très proches des courbes de lumière mesurées par *Kepler*, trois étapes ont été mises en place : la création de cartes d'apparition des taches, l'édition de la courbe de lumière non bruitée et l'injection de courbes *Kepler* neutres. À cela s'ajoute l'utilisation de 5 tronçons de la courbe de lumière solaire.

Cartes d'apparition des taches

La création de cartes de taches consiste à simuler l'apparition des taches à la surface d'une étoile. Pour être le plus complet possible, de nombreux paramètres ont été pris en compte. Les valeurs

TABLE 3.1: Paramètres utilisés dans l'exercice *hare and hounds* d'Aigrain et al. (2015).

Paramètre	Plage	Distribution
Niveau d'activité A	$0,3-3 \times$ niveau solaire	Log uniforme
Durée du cycle d'activité C_{len}	1–10 ans	Log uniforme
Recouvrement des cycles C_{over}	0,1–3 ans	Log uniforme
Latitude minimale des taches θ_{min}	$0^\circ-40^\circ$	Uniforme
Latitude maximale des taches θ_{max}	$\theta_{\text{min}}-80^\circ$	Uniforme pour $(\theta_{\text{max}} - \theta_{\text{min}})^{0,3}$
Inclinaison i	$0^\circ-90^\circ$	Uniforme pour $\sin^2 i$
Période de rotation à l'équateur P_{eq}	10–50 jours (pour 90%) 1–10 jours (pour 10%)	Log uniforme
Rotation différentielle $\delta\Omega/\Omega_{\text{eq}}$	0,1–1 (pour 2/3) 0–0 (pour 1/3)	Log uniforme -
Temps caractéristique des taches τ	$1-10 \times P_{\text{eq}}$	Log uniforme

utilisées sont résumées dans la Table 3.1. Les cartes ont été créées selon la méthode développée par Llama et al. (2012), initialement pour étudier l'influence des taches sur l'observation de transits planétaires. Cette méthode produit des cartes d'apparition des taches au cours du temps, similaires au diagramme “papillon” du Soleil (voir Figure 1.8). La Figure 3.9 présente trois exemples de telles cartes.

Courbes de lumière non bruitées

Une fois ces cartes produites, il faut créer les courbes de lumière associées. Pour cela, un certain nombre de paramètres doivent être fixés : la période de rotation, l'inclinaison de l'étoile, le degré de rotation différentielle et le temps caractéristique d'évolution des taches. Les plages des valeurs utilisées sont résumées dans la Table 3.1. Ces valeurs ont été choisies pour reproduire au mieux celles mesurées pour les étoiles F, G et K observées par *Kepler*. La signature photométrique de chaque tache lorsqu'elle traverse la région visible est calculée suivant la méthode décrite par Aigrain et al. (2012). De cette manière, 1000 courbes de lumière d'une durée de 1000 jours ont été simulées, avec une cadence de 30 min, similaire à celle des données *Long Cadence* de *Kepler*. Trois exemples sont visibles sur la Figure 3.9, en rouge.

Injection de courbes *Kepler*

Pour s'approcher au plus près de courbes réelles *Kepler*, les courbes idéales ne suffisent pas. Dans bien des cas, d'autres signaux sont présents dans la courbe et en perturbent la lecture. Ces signaux peuvent être dus à l'étoile elle-même et provenir de la convection ou des oscillations ou peuvent être instrumentaux comme le bruit de photons, les différences de sensibilité et les pics aberrants. Tous ces effets peuvent perturber la mesure de la rotation, leur influence variant en fonction des techniques. Pour en tenir compte, des courbes de lumière *Kepler* (PDC-msMAP) ne possédant pas de modulation rotationnelle ont été sélectionnées et additionnées aux courbes de lumière idéales. De cette manière, 770 courbes bruitées ont été créées, les 230 restantes étant conservées non bruitées de manière à estimer l'impact de ces perturbations sur la mesure de la rotation. Sur la Figure 3.9, on peut voir trois exemples de ces courbes finales, en noir.

Courbes de lumière solaires

En plus de ces 1000 courbes synthétiques, l'exercice voulait également tester la capacité des groupes à mesurer la rotation solaire et éventuellement sa rotation différentielle. Pour ce faire, 5 courbes ont été ajoutées aux 1000 précédentes. Ces courbes sont des morceaux de la courbe

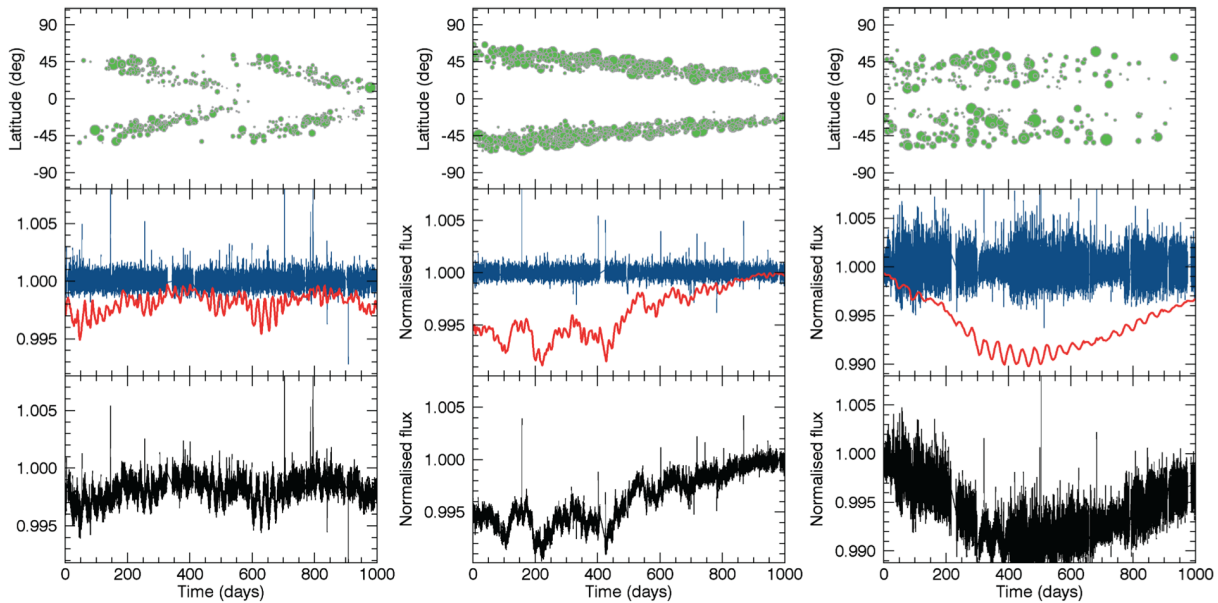


FIGURE 3.9: Résumé des étapes de création des courbes de lumière synthétiques, pour trois cas différents. **Gauche** : Paramètres $P_{\text{eq}} = 23,5$ jours, $\tau = 5,2 P_{\text{eq}}$, $\delta\Omega/\Omega_{\text{eq}} = 0,33$. **Milieu** : Paramètres $P_{\text{eq}} = 20,8$ jours, $\tau = 1,1 P_{\text{eq}}$, $\delta\Omega/\Omega_{\text{eq}} = 0,35$. **Droite** : Paramètres $P_{\text{eq}} = 18,5$ jours, $\tau = 1,6 P_{\text{eq}}$, $\delta\Omega/\Omega_{\text{eq}} = 0,56$. **Haut** : Cartes d'apparition des taches stellaires. **Milieu** : Courbes de lumière non bruitées (rouge) et courbes de lumière plates de *Kepler* (bleu foncé). **Bas** : Courbes de lumière finales, bruitées.

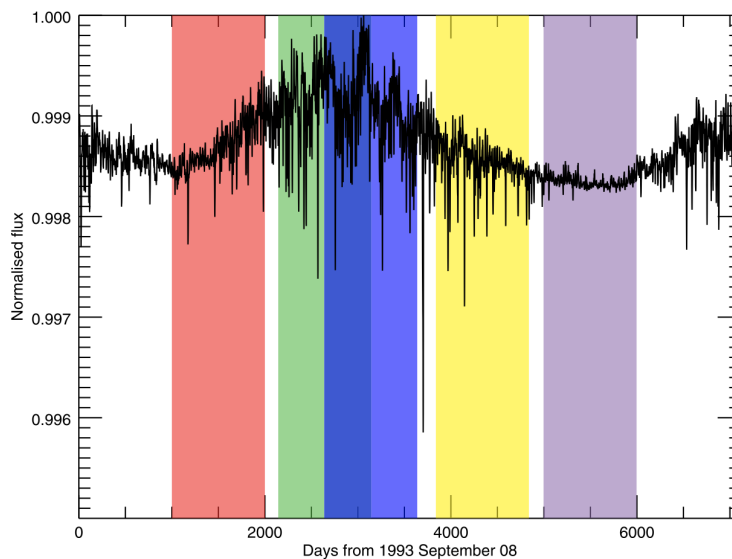


FIGURE 3.10: Tronçons de la courbe de lumière solaire utilisés pour l'exercice *hare and hounds*.

de lumière du Soleil mesurée par l'instrument VIRGO du satellite SoHO. Celles-ci, d'une durée de 100 jours également et ré-échantillonnées à une fréquence de 30 min, ont été choisies pour balayer un cycle solaire complet. La Figure 3.10 présente la manière dont ces tronçons sont répartis.

À présent que les courbes synthétiques sont produites, il ne reste plus qu'à les analyser pour tenter de mesurer les périodes de rotation correspondantes. Voyons quelles sont les différentes méthodes testées.

3.4.1.2 Les différents groupes et leurs méthodes

Lors de cet exercice, sept groupes ont analysé les données simulées de manière indépendante. Ces groupes sont issus de différents laboratoires et utilisent des techniques variées qui recouvrent l'ensemble de celles utilisées pour la détection de la rotation de surface. Dans cette partie, nous faisons la liste de ces différents groupes et détaillons les techniques utilisées par chacun.

Le groupe de Göttingen/Reinhold

Ce groupe a analysé les courbes de lumière en calculant leur périodogramme (Lomb-Scargle, ou LS), en utilisant une approche appelée *pre-whitening* décrite par Reinhold et al. (2013). Celle-ci consiste à identifier le pic le plus haut dans le spectre, à retirer la sinusoïde ajustée correspondante et à reprendre le processus en utilisant la courbe de lumière résiduelle. Le pic le plus important est considéré comme indiquant la période de rotation tandis que les pics proches de celui-ci sont conservés pour estimer le taux de rotation différentielle. Cette technique conduit à un grand nombre de détections (environ 60%) mais celles-ci incluent un taux élevé de faux positifs (supérieur à 10%).

Le groupe de Göttingen/Nielsen

Ce deuxième groupe de Göttingen a analysé les courbes en calculant les périodogrammes (LS) de tronçons d'une durée de 90 jours, similaires aux quarts de *Kepler*. Cette méthode est la même que celle décrite par Nielsen et al. (2013). Pour chaque tronçon, le pic significatif (déterminé comme dépassant 4 fois le niveau du bruit) le plus élevé est repéré. On calcule ensuite le MAD (*Median Absolute Deviation*) de ces périodes et seules les étoiles pour lesquelles cette valeur est inférieure à 1 jour sont conservées, de manière à s'assurer que la période mesurée reste constante au cours du temps. Cette méthode est extrêmement conservatrice dans la mesure ou elle ne donne un résultat que pour les étoiles qui montrent une modulation très stable dans leur courbe de lumière. En conséquence, le nombre de détections est extrêmement faible (16%) mais toutes les périodes extraites sont justes.

Le groupe de Tel Aviv

Ce groupe a analysé les courbes en calculant leur ACF, selon la méthode décrite par McQuillan et al. (2014), à la différence qu'aucun critère ne validait la détection. Une période est donc retournée pour chaque étoile. Malgré cela, le taux de bonnes détections reste relativement bon, de l'ordre de 68%.

Le groupe de l'Imperial College

Le groupe de l'Imperial College a utilisé la même méthode que celui de Tel Aviv mais en modifiant le pré-traitement des courbes. Ainsi, avant de calculer l'ACF, un filtrage de type Savitzky-Golay (Savitzky & Golay, 1964) est appliqué aux courbes pour éliminer les variations de périodes supérieures à 3 mois. Ce filtrage est suivi d'un lissage médian sur une fenêtre de 11

points (soit environ 5h30), de manière à éliminer les variations de courtes périodes. De plus, les périodes détectées inférieures à 2 jours ou supérieures à 50 jours sont écartées. Ces limitations conduisent à un taux de détection inférieur (95%) tout en améliorant légèrement le taux de bonnes détections (71%).

Le groupe de Natal

Cette équipe a utilisé un mélange de différentes techniques – périodogramme, ACF et *spot-modeling* – suivant la méthode utilisée par [Lanza et al. \(2014\)](#). Cette méthode faisant appel à de nombreuses opérations manuelles, seules les 500 dernières courbes ont pu être analysées. Si le taux de détection s'en trouve fortement réduit (27%), le taux de bonne détection est très acceptable (69%).

Les deux derniers groupes sont désignés dans l'article d'[Aigrain et al. \(2015\)](#) comme ayant analysé les données de manière non aveugle. Cela est dû au fait que, pour des raisons de planning et de communication entre laboratoires, ces groupes ont analysé les courbes de lumière après que leur méthode de production ait été présentée sous la forme d'un poster lors de la conférence *The Space Photometry Revolution : CoRoT Symposium 3, Kepler KASC-7 joint meeting* qui s'est déroulée à Toulouse en Juillet 2014. En pratique, cependant, les analyses ont été réalisées dans les mêmes conditions que pour les autres groupes et il est tout-à-fait valable de comparer leurs résultats à ceux des autres équipes.

Le groupe de Seattle

Ce groupe a utilisé, comme celui de Göttingen/Reinhold, le périodogramme des courbes pour détecter la rotation. En revanche, au lieu de considérer le plus haut pic du spectre, c'est le plus haut pic pour la valeur $R_x = P_x \sqrt{\nu}$, où P_x est la puissance du spectre LS normalisé et ν la fréquence correspondante, qui a été pris. Cela a pour effet de forcer les pics à longues périodes à avoir des amplitudes plus grandes. Le taux de détection s'en trouve diminué (68%) mais le taux de bonnes détections en est grandement amélioré (81%).

Le groupe du CEA

Enfin, ce groupe correspond à la méthode développée durant cette thèse. Elle est identique à ce qui a été détaillée à la Section 3.3. Le seul pré-traitement appliqué aux courbes de lumière est un filtrage triangulaire utilisant une fenêtre de 5 000 points (environ 104 jours). Le point important ici est la méthode utilisée pour comparer les 3 résultats P_{ACF} , P_{GWPS} et P_{CS} (un seul jeu de données) et déterminer une seule période. Ici, seules les étoiles dont tous les résultats étaient en accord à 10% près étaient conservées et la période retournée ainsi que l'incertitude étaient celles issues du GWPS. Il est important de noter que cette comparaison est beaucoup plus simple et rapide que celles utilisées dans toutes les autres études que nous détaillerons dans les chapitres suivants puisqu'elle est totalement automatique. Malgré cette simplicité et l'absence de vérification visuelle, le taux de détection est très élevé (78%) et, surtout, le taux de bonnes détections est parmi les plus forts (88%).

Voyons maintenant plus en détails comment se comparent les résultats de ces différentes analyses et quelles conclusions peuvent en être tirées.

TABLE 3.2: Résumé des résultats des différents groupes lors de l'exercice *hare and hounds*.

Groupes	Courbes bruitées			Courbes non bruitées			Courbes solaires	
	% détections	% bonnes	% OK	% détections	% bonnes	% OK	# détections	# OK
Göttingen/Reinhold	82	67	76	87	65	77	4	2
Göttingen/Nielsen	16	100	100	15	100	100	0	0
Tel Aviv	100	68	80	100	75	90	5	4
Imperial College	95	71	87	98	73	88	5	4
Natal	27	69	76	72	80	85	5	2
Seattle	68	81	88	75	84	90	0	0
CEA	78	88	95	82	92	99	2	2

3.4.1.3 Conclusions de l'exercice

Pour pouvoir comparer les résultats de ces analyses, une procédure d'évaluation commune a été mise en place. Tout d'abord, il convient de définir quelle est la “vraie” période observable de l'étoile. En effet, si les taches d'une étoile sont concentrées à une latitude donnée, par exemple, la seule période mesurable est celle de cette latitude. Ainsi, pour chaque courbe synthétique, une pondération a été attribuée à chaque tache en fonction de sa surface maximum. Les périodes “vraie”, minimale et maximale sont alors définies comme la médiane, le 10^e et le 90^e centiles, respectivement, de ces périodes pondérées.

À partir de ces valeurs, une période détectée par l'un des groupes sera considérée “bonne” si cette période et la vraie sont en accord à 10% près, “OK” si la plage de périodes détectées (soit $[P_{\text{rot}} - \sigma_{\text{rot}}; P_{\text{rot}} + \sigma_{\text{rot}}]$ dans le cas qui nous intéresse) et la plage de périodes simulées ($[P_{\text{min}}, P_{\text{max}}]$) se recoupent et “mauvaise” dans le cas contraire. Dans le cas du Soleil, une période détectée est considérée comme “OK” si elle se trouve dans la plage 25–30 jours. La Figure 3.11 et la Table 3.2 résument les résultats des différents groupes suivant ces critères.

Ces résultats sont extrêmement encourageants dans la mesure où les périodes de rotation sont globalement mesurées par les différentes analyses, bien que les taux de détections et de faux positifs varient beaucoup. Parmi ces analyses, celle développée durant cette thèse apparaît clairement comme la meilleure combinaison entre complétude et fiabilité des résultats, avec 95% de détections “OK” dans le cas des courbes bruitées et jusqu'à 99% pour les courbes sans bruit. De plus, ces bons chiffres ne sont pas obtenus au prix de faibles nombres de détections puisque ceux-ci s'élèvent à 78% et 82%. Il est à noter que les méthodes basées sur l'auto-corrélation sont également assez performantes, bien qu'elles aient des taux de faux positifs plus élevés.

Il est intéressant d'étudier les mauvaises détections. Dans la plupart des cas, elles ont lieu pour des étoiles dont le temps d'évolution des taches est court. C'est alors l'évolution de la couverture en tache de la surface stellaire qui est détectée. Bien que cette évolution ne soit pas périodique, elle peut créer des modulations quasi-périodiques qui sont interprétées à tort comme un signal de rotation. On peut noter que notre méthode est peu sensible à cet effet, ce qui est sans doute principalement dû à l'utilisation de la décomposition en ondelettes, qui ne détecte que peu ce genre de signaux. On observe aussi que pour un petit nombre de cas, une période beaucoup plus courte que la période réelle est détectée. Il s'agit des points rouges sous la ligne de rapport 1-1 dans la Figure 3.11. Ces mauvaises détections n'ont lieu que pour les courbes bruitées

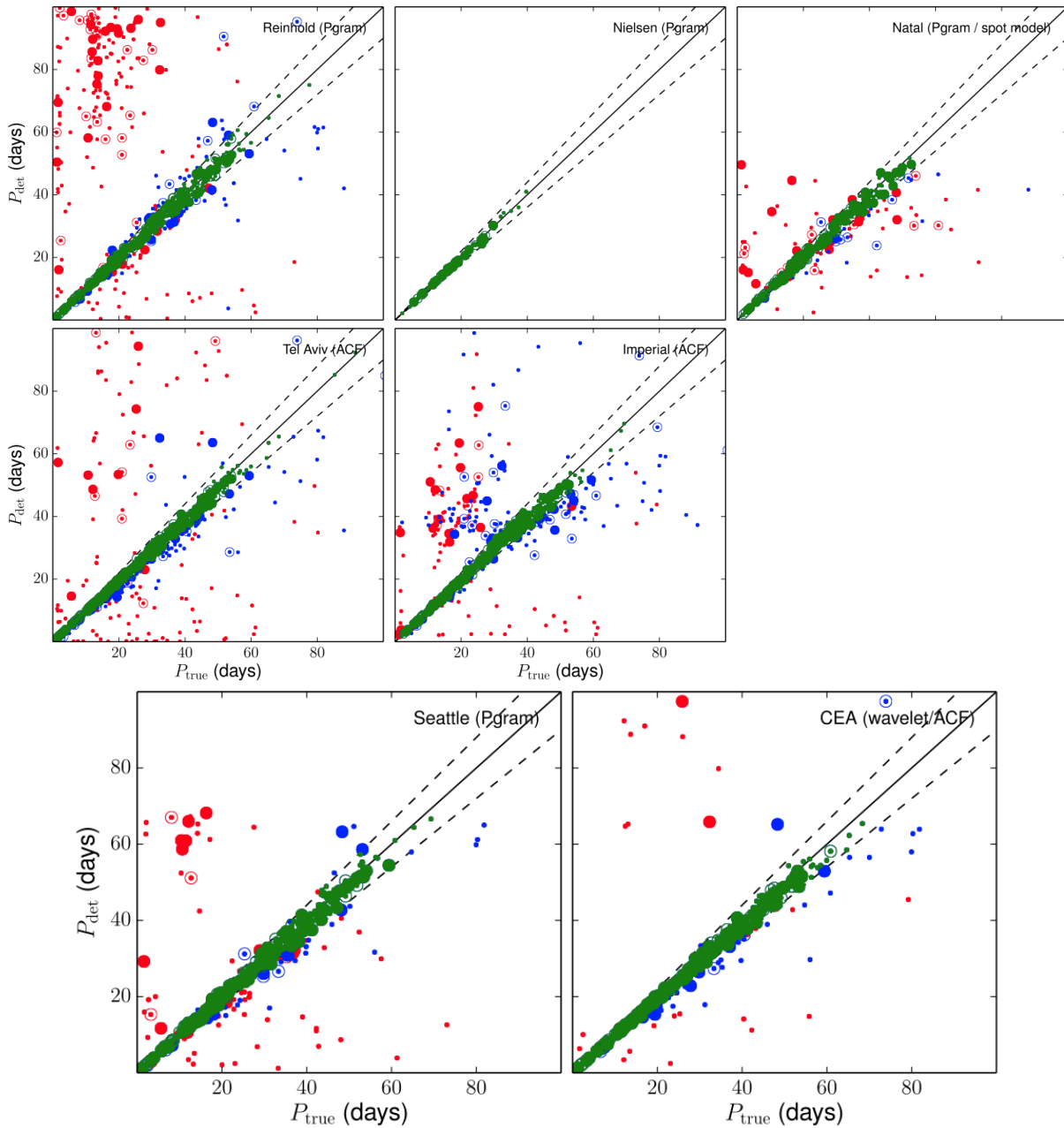


FIGURE 3.11: Comparaison des périodes détectées (P_{det}) et des périodes réelles (P_{true}) pour chacun des groupes de l'exercice *hare and hounds*. Les symboles verts, bleus et rouges correspondent respectivement aux détections “bonnes”, “OK” et “mauvaises”. Les gros symboles correspondent aux courbes non bruitées. La ligne noire indique un rapport 1-1 tandis que les lignes en pointillé marquent la bande d'accord à $\pm 10\%$. Les symboles vides indiquent les étoiles ayant des cycles d'activités de moins de 3 ans, qui peuvent être interprétés comme des périodes de rotation longues dans certains cas.

et indiquent en réalité des signaux présents dans les courbes *Kepler* injectées. Ces détections pourraient donc mesurer la rotation des étoiles *Kepler* correspondantes !

Le cas du Soleil est intéressant. Relativement peu de groupes ont détecté avec succès la période solaire et seules les méthodes basées sur l'ACF ont réussi à la détecter pour 4 des 5 tronçons. Cela montre combien la rotation d'étoiles semblables au Soleil (peu actives, rotation relativement lente, forte rotation différentielle) peut être difficile à mesurer. En revanche, lorsque la détection peut être faite, les périodes détectées varient au cours du cycle ce qui peut fournir un moyen d'étudier, dans certains cas spécifiques, la rotation différentielle.

Intéressons-nous d'ailleurs aux résultats concernant la rotation différentielle. Seuls trois groupes ont fourni une estimation de la rotation différentielle à partir des courbes simulées : Göttingen/-Reinhold, Natal et Seattle. Il est frappant de constater que ces estimations ne sont pas du tout cohérentes avec les paramètres utilisés pour créer les courbes. Les techniques de *spot-modeling* utilisées par le groupe de Natal ont des résultats un peu meilleurs que ceux des autres groupes mais cela ne permet pas de se fier aux valeurs mesurées. Ainsi, il est à l'heure actuelle impossible d'estimer d'une manière quelconque la rotation différentielle des étoiles, à part dans certains cas isolés où les données sont très claires. Ce résultat est à garder en tête devant toute étude statistique de la rotation différentielle sur un vaste échantillon.

La partie suivante consiste en l'article complet d'[Aigrain et al. \(2015\)](#), dans sa version publiée, en anglais.

À partir du chapitre suivant, nous aborderons la deuxième partie de ce manuscrit qui présente comment la méthodologie développée a été appliquée à différents échantillons et comment interpréter les résultats.

3.4.2 Article [Aigrain et al. 2015](#)



Testing the recovery of stellar rotation signals from *Kepler* light curves using a blind hare-and-hounds exercise

S. Aigrain,¹★ J. Llama,²★ T. Ceillier,³ M. L. das Chagas,⁴ J. R. A. Davenport,⁵
R. A. García,³ K. L. Hay,^{6,7} A. F. Lanza,⁸ A. McQuillan,⁹ T. Mazeh,⁹
J. R. de Medeiros,⁴ M. B. Nielsen¹⁰ and T. Reinhold¹⁰

¹Department of Physics, University of Oxford, Oxford OX1 3RH, UK

²Lowell Observatory, 1400 West Mars Hill Rd, Flagstaff, AZ 86001, USA

³CEA/DSM, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

⁴Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59078-970 Natal, Brazil

⁵Department of Astronomy, University of Washington, Box 351580, Seattle, WA 98195, USA

⁶Blackett Laboratory, Imperial College London, London SW7 2AZ, UK

⁷SUPA, School of Physics and Astronomy, North Haugh, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK

⁸INAF/Catania Observatory, I-95123 Catania, Italy

⁹School of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, 69978 Tel Aviv, Israel

¹⁰Institut für Astrophysik, Universität Göttingen, D-37077 Göttingen, Germany

Accepted 2015 April 13. Received 2015 March 26; in original form 2014 November 9

ABSTRACT

We present the results of a blind exercise to test the recoverability of stellar rotation and differential rotation in *Kepler* light curves. The simulated light curves lasted 1000 d and included activity cycles, Sun-like butterfly patterns, differential rotation and spot evolution. The range of rotation periods, activity levels and spot lifetime were chosen to be representative of the *Kepler* data of solar-like stars. Of the 1000 simulated light curves, 770 were injected into actual quiescent *Kepler* light curves to simulate *Kepler* noise. The test also included five 1000-d segments of the Sun's total irradiance variations at different points in the Sun's activity cycle. Five teams took part in the blind exercise, plus two teams who participated after the content of the light curves had been released. The methods used included Lomb–Scargle periodograms and variants thereof, autocorrelation function and wavelet-based analyses, plus spot modelling to search for differential rotation. The results show that the ‘overall’ period is well recovered for stars exhibiting low and moderate activity levels. Most teams reported values within 10 per cent of the true value in 70 per cent of the cases. There was, however, little correlation between the reported and simulated values of the differential rotation shear, suggesting that differential rotation studies based on full-disc light curves alone need to be treated with caution, at least for solar-type stars. The simulated light curves and associated parameters are available online for the community to test their own methods.

Key words: methods: data analysis – techniques: photometric – surveys – stars: rotation – starspots.

1 INTRODUCTION

The rotational modulation of magnetically active regions on the surface of stars produces quasi-periodic variations in their disc-integrated apparent brightness, which have been used for decades to measure rotation periods for young, active stars. The exquisite photometric quality and baseline of space-based telescopes such as *Kepler*, *Convection Rotation and Planetary Transits (CoRoT)*

and *Microvariability and Oscillations of Stars (MOST)* have made it possible to do this for tens of thousands of moderately active field stars, many of which display sub-millimagnitude (sub-mmag) variations that would have been undetectable from the ground. The resulting, extensive rotation period catalogues represent an exciting opportunity to test and refine our understanding of stellar angular momentum evolution, and to develop efficient methods for estimating the ages of field stars based on their rotation rate (gyrochronology). Furthermore, for active stars, the presence of multiple and/or evolving periodicities in the light curves can be used to study phenomena such as differential rotation and active region evolution,

* E-mail: suzanne.aigrain@astro.ox.ac.uk (SA); joe.llama@lowell.edu (JL)

Deuxième partie

**Rotation et activité magnétique des étoiles de type solaire en
séquence principale et phase sous-géante**

CHAPITRE 4

Rotation et activité des étoiles de type solaire

Sommaire

4.1 Les étoiles pulsantes de type solaire	93
4.1.1 Histoire rotationnelle des étoiles en séquence principale : les bases de la gyrochronologie	94
4.1.2 Les étoiles sismiques : un échantillon en or	97
4.1.3 Les données utilisées	98
4.2 Activité et rotation	100
4.2.1 Le protocole de mesure	100
4.2.2 Les périodes de rotation	102
4.2.3 L'activité des étoiles : le Sph	103
4.3 Conséquences pour la gyrochronologie	107
4.3.1 Un bon accord observation-théorie	107
4.3.2 Les âges sismiques : vers une calibration fine	108
4.4 Article García et al. 2014a	110

À présent que le cadre de cette thèse ainsi que la méthodologie utilisée ont été définis, cette partie présente les résultats obtenus sur différents échantillons et leurs implications sur la compréhension de la dynamique stellaire.

Dans ce chapitre, nous nous focaliserons sur les étoiles de type solaire dans les phases de séquence principale et de sous-géantes. Nous commencerons donc par présenter ces étoiles avant de détailler les résultats de la détection de la rotation de surface et du degré d'activité pour cet échantillon. Les résultats présentés ici sont détaillés dans l'article [García et al. \(2014a\)](#), inclus Partie 4.4.

4.1 Les étoiles pulsantes de type solaire

Les étoiles de type solaire forment un groupe dont la structure est similaire et il est possible de contraindre leurs caractéristiques via l'astérosismologie. De plus, leur structure change peu durant la séquence principale (comparé rapport aux phases évoluées) ce qui simplifie l'étude de l'évolution de leur taux de rotation. Voyons comment se déroule cette évolution.

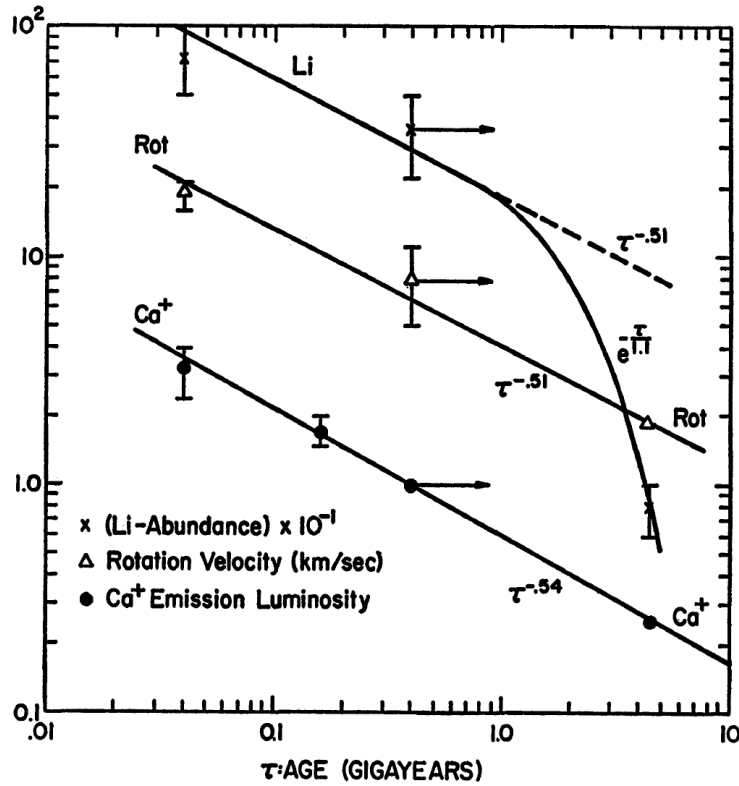


FIGURE 4.1: Évolution de l'émission en Ca^+ , de la rotation de surface et de l'abondance en lithium au cours du temps. C'est ici la deuxième ligne qui nous intéresse, montrant une diminution du taux de rotation au cours du temps. Source : Skumanich 1972.

4.1.1 Histoire rotationnelle des étoiles en séquence principale : les bases de la gyrochronologie

Lors de leur évolution, la rotation des étoiles de faibles masses ($M < 1,3 M_{\odot}$) ralentit. Cet effet a été constaté pour la première fois par Skumanich (1972). Il a observé que les taux de rotation d'étoiles jeunes (issues des Pléiades, des Hyades et incluant le Soleil) diminuaient avec leur âge selon la relation $\omega \propto t^{-1/2}$ (voir Figure 4.1). Cette relation empirique a ensuite été étayée théoriquement par Durney (1972) qui a posé les bases du freinage magnétique régulé par la rotation.

Le principe gouvernant ce phénomène est donc que ces étoiles perdent du moment cinétique par le biais du vent stellaire. Ce mécanisme, que nous avons décrit au Chapitre 1, est appelé freinage magnétique. Il est directement lié à l'activité magnétique de l'étoile : plus celle-ci est active, plus le vent est important et plus le freinage est fort. Il dépend également fortement de la géométrie du champ magnétique stellaire (Réville et al., 2015). De plus, l'activité de l'étoile est contrôlée par sa vitesse de rotation puisque son champ magnétique est créé par effet dynamo (voir sur ce sujet Kawaler, 1988; Matt et al., 2012). Ainsi, plus une étoile tourne vite, plus le freinage magnétique est fort. Ce processus de régulation conduit les étoiles à converger vers une séquence commune, où leur âge et leur période de rotation sont corrélés (voir Figure 4.2), et

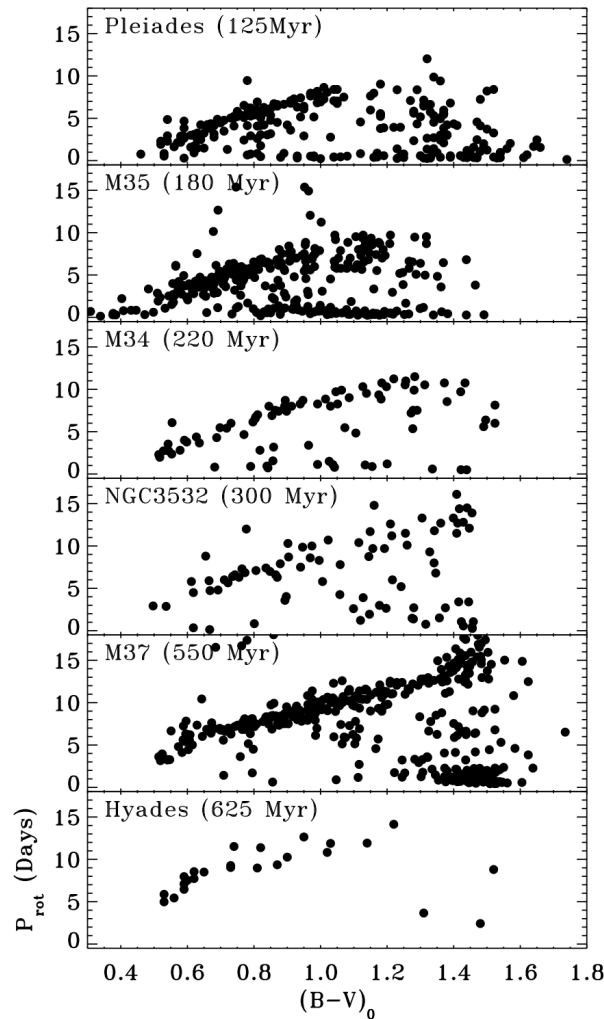


FIGURE 4.2: Périodes de rotation mesurées pour les étoiles de différents amas en fonction de leur indice de couleur. Les amas sont classés du plus jeune (haut) au plus âgé (bas) et leurs noms et âges (en millions d’années) sont indiqués sur chaque panneau. On voit clairement la séquence commune apparaître, particulièrement nette pour M37. Source : [Meibom et al. 2011b](#).

ce, quelle que soit leur période de rotation initiale qui est distribuée de manière aléatoire (voir Figure 4.3).

En réalité, cette séquence dépend également de la masse de l’étoile et on peut donc écrire la période de rotation comme une fonction de la masse et de l’âge : $P_{\text{rot}} = P_{\text{rot}}(M, t)$ (voir Figure 4.4). Les étoiles les plus massives ($M > 1,3 M_{\odot}$) ont une couche convective externe très fine, ce qui entraîne une efficacité très réduite du phénomène de freinage magnétique. Elle ne suivent donc pas les lois de gyrochronologie : c’est ce qu’on appelle le *Kraft break* ([Kraft 1967](#), voir également [van Saders & Pinsonneault 2013](#)). Cette relation forte entre période de rotation, masse et âge a conduit [Barnes \(2003\)](#) à introduire le terme de “Gyrochronologie”. Ce terme désigne la possibilité de déduire l’âge d’une étoile de la connaissance de sa masse et de sa rotation. Depuis, de nombreuses lois de gyrochronologie ont été proposées ([Pace & Pasquini, 2004](#); [Barnes, 2007](#); [Cardini & Cassatella, 2007](#); [Mamajek & Hillenbrand, 2008](#); [Meibom et al., 2009](#),

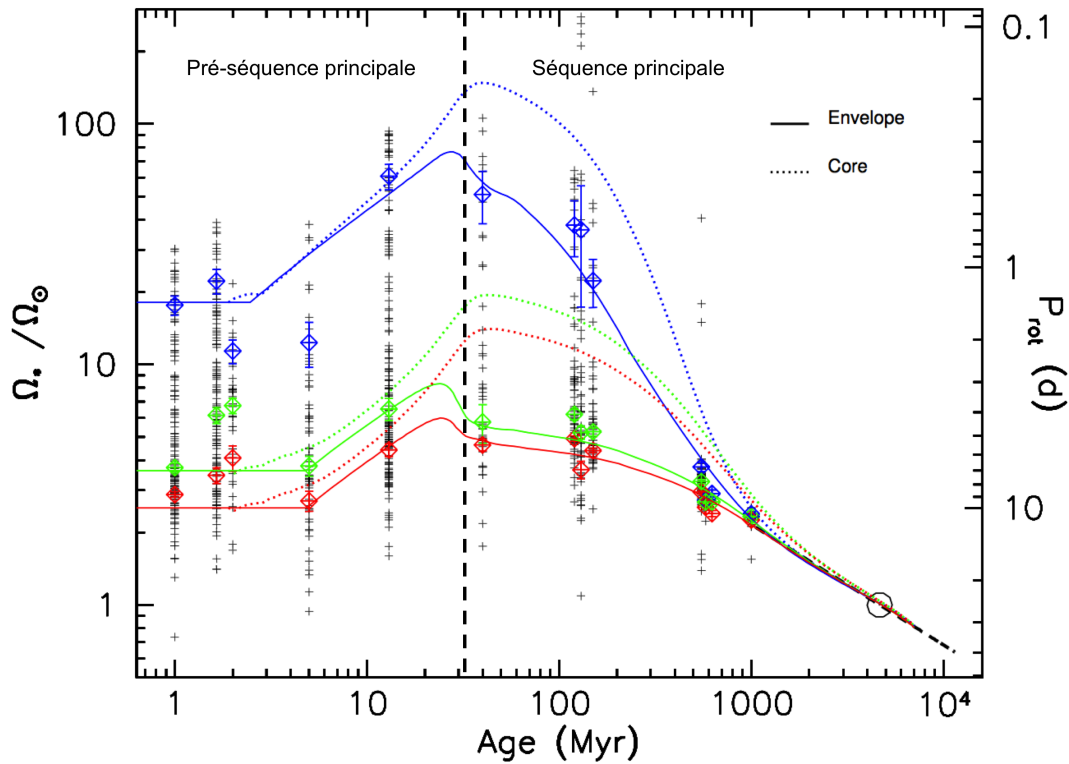


FIGURE 4.3: Vitesse et période de rotation des étoiles de type solaire en fonction de leur âge. Les lignes pleines (respectivement en pointillé) tracent la rotation de l'enveloppe convective (respectivement du cœur radiatif) pour des modèles en rotation initiale rapide (bleu, $P_{\text{rot,ini}} = 1,4$ jour), moyenne (vert, $P_{\text{rot,ini}} = 7,0$ jours) et lente ($P_{\text{rot,ini}} = 10,0$ jours). Les croix noires indiquent les périodes de rotation mesurées dans des régions de formation d'étoiles et dans des amas jeunes. Les losanges correspondants indiquent le 25^e (rouge), 25^e (vert) et 25^e (bleu) percentiles des distributions de ces observations. La position du Soleil est indiquée par un cercle noir. La ligne noire en tirets marque le début approximatif de la séquence principale. On observe bien l'accélération, due à la contraction, lors de la pré-séquence principale suivie du freinage par le vent stellaire et de la convergence sur une séquence commune, soulignée par la ligne fine en tirets noirs reprenant la loi de Skumanich. Adapté de [Gallet & Bouvier 2013](#).

[2011b](#); [Barnes & Kim, 2010](#); [Chanamé & Ramírez, 2012](#)) et de nouveaux travaux théoriques ont été mis en œuvre pour reproduire ces lois (voir [Kawaler, 1988](#); [Reiners & Mohanty, 2012](#)).

Néanmoins, ces lois doivent être calibrées sur des mesures indépendantes de périodes de rotation et d'âges. [Epstein & Pinsonneault \(2014\)](#) ont montré que si cette calibration est possible, la gyrochronologie sera la méthode la plus fiable pour estimer les âges stellaires, à conditions bien sûr de disposer de périodes de rotation fiables. Les lois de gyrochronologie précédemment évoquées utilisent des périodes de rotation mesurées pour des amas dont l'âge est bien contraint (Pléiades, Hyades, NGC 6811 et NGC 6819). Or le plus vieux de ces amas, NGC 6819, a un âge de seulement 2,5 milliards d'années ([Meibom et al., 2015](#)). Le seul point fiable disponible pour les étoiles plus âgées est le Soleil (4,6 milliards d'années). Elles sont donc très mal définies pour les étoiles en fin de séquence principale voire en phase sous-géante, bien que des efforts théoriques aient été réalisés dans ce sens ([van Saders & Pinsonneault, 2013](#)).

On voit donc qu'il est primordial, pour calibrer les lois de gyrochronologie et les étendre aux étoiles d'âges supérieur à 2,5 milliards, d'années de mesurer précisément la rotation et l'âge

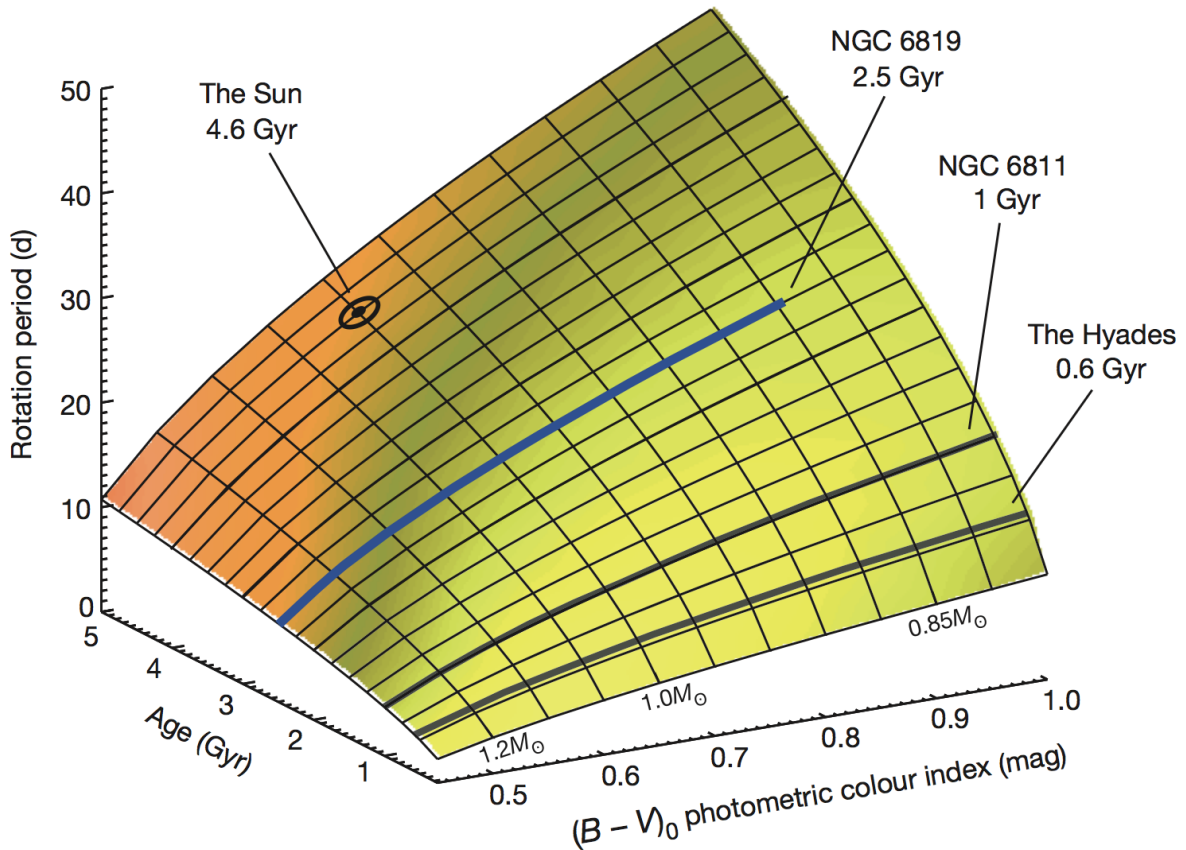


FIGURE 4.4: Surface décrivant la relation théorique entre la période de rotation, l'âge et l'indice photométrique. On peut relier l'indice photométrique à la masse de l'étoile ou encore à sa température effective en séquence principale en plaçant les étoiles sur des isochrones (voir [An et al., 2007](#)). Les mesures de rotation pour différents amas (Hyades, NGC 6811 et NGC 6819) sont indiqués aux âges correspondants. On peut remarquer que seul le Soleil permet de contraindre la relation aux âges supérieurs à 2,5 milliards d'années. Source : [Meibom et al. 2015](#).

d'étoiles âgées. Et c'est justement ce que permet l'échantillon d'étoiles sismiques observées par *Kepler*.

4.1.2 Les étoiles sismiques : un échantillon en or

Les étoiles pour lesquelles on peut mesurer les modes d'oscillation sont des cibles de choix en ce qui concerne la rotation et ce, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, nous avons vu au Chapitre 2 que l'étude des *splittings* rotationnels permet de contraindre la rotation interne moyenne de l'étoile, tout en fournissant une bonne estimation de la rotation de surface puisque les modes sont plus sensibles aux couches externes. Il est donc très intéressant de mesurer la rotation de surface de telles étoiles, de manière à la comparer à la rotation interne et éventuellement contraindre le profil de rotation interne (voir le Chapitre 6).

Ensuite, il est relativement aisé de mesurer les paramètres sismiques globaux ($\Delta\nu$ et ν_{\max}) pour un grand nombre de ces étoiles. Par l'intermédiaire des lois d'échelle sismique, il est donc

possible d'estimer leur rayon et leur masse avec une bonne précision. Cela permet de classer les étoiles en fonction de leur masse et d'estimer la vitesse de rotation (en $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) de la surface une fois la période de rotation mesurée.

Enfin, et c'est ce point qui est crucial pour la gyrochronologie, certaines de ces étoiles ont des modes d'oscillation suffisamment visibles pour en faire une étude détaillée. La détermination des fréquences individuelles des modes d'oscillation peut être utilisée pour contraindre des modèles d'évolution stellaire. Les oscillations étant sensibles entre autres à la composition du cœur de l'étoile (et donc au pourcentage d'hélium fusionné), cette méthode mène à une détermination de l'âge avec une précision très fine (voir par exemple [Lebreton & Goupil, 2014](#)). Ce sont ces étoiles qui, si leur rotation de surface est mesurable, sont les plus intéressantes pour contraindre les lois de gyrochronologie.

4.1.3 Les données utilisées

Pour ce travail de mesure des périodes de rotation d'étoiles sismiques, nous avons choisi d'étudier les 540 étoiles de type solaire observées par *Kepler* dont les paramètres sismiques globaux ont été mesurés par [Chaplin et al. \(2014\)](#). En les combinant à des mesures spectroscopiques de leurs températures effectives T_{eff} et de leur métallicité, ils ont obtenu des estimations précises de leurs masses et rayons et des contraintes faibles sur leur âge à partir de la comparaison avec une grille de modèles stellaires.

Pour mesurer la rotation de surface il est plus fiable, comme expliqué au Chapitre 3, d'utiliser deux jeux de données pour pouvoir comparer les résultats de la méthode de calcul sur ces deux sets indépendants et ainsi limiter les mesures erronées dues à des problèmes instrumentaux ou liés à la correction des données. Dans le cas présent, nous avons considéré d'une part les données PDC-MAP et d'autre part les données KADACS filtrées globalement à 30 jours, pour les quarter 0 à 14. Dans le cas des périodes longues (> 25 jours), une courbe de lumière KADACS filtrée à 100 jours a été recalculée.

Dernier point auquel il faut prêter attention lorsqu'on mesure la rotation de surface : la pollution des courbes de lumière par les étoiles environnantes. Ce problème peut arriver lorsque le masque de l'étoile (l'ensemble des pixels considérés pour calculer sa courbe de lumière) inclut en partie l'image d'une ou de plusieurs autres étoiles. Dans ce cas, il est possible de mesurer une variabilité dans la courbe de lumière qui n'est en réalité pas produite par cette étoile mais par une de ses voisines. Une première manière d'éviter ce travers est de s'intéresser à un paramètre fourni par l'équipe du satellite *Kepler* : le facteur de *crowding* C_f . Ce nombre estime la part de la courbe de lumière intrinsèquement produite par l'étoile ; plus le nombre est proche de 1, plus la pollution est faible, plus le nombre est proche de 0, plus elle est forte. Ce nombre varie de quarter en quarter et on peut donc estimer l'incertitude sur ce nombre en considérant la variation maximale de C_f entre deux quarters, σ_{C_f} .

La Figure 4.5 présente les valeurs de C_f et de σ_{C_f} pour toutes les étoiles de notre échantillon, en fonction de leur magnitude *Kepler* Kp . On peut constater que la grande majorité des étoiles

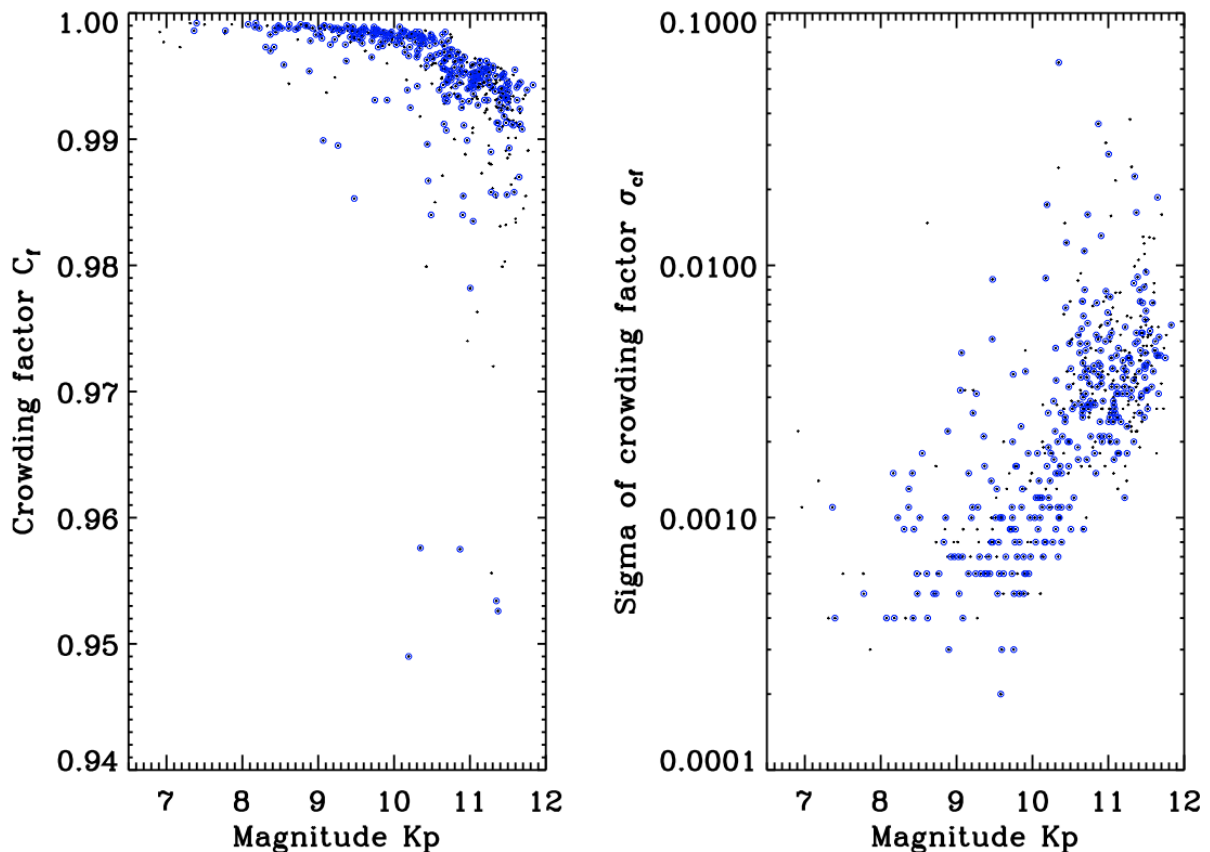


FIGURE 4.5: Facteur de *crowding* C_f et incertitude sur ce paramètre σ_{C_f} des étoiles de type solaire, en fonction de leur magnitude *Kepler* K_p .

ont une valeur de C_f comprise entre 0,98 et 1. On peut donc considérer qu'elles ne sont pas polluées. Six étoiles se détachent du lot et ont un facteur de *crowding* proche de 0,95. Pour ces étoiles, nous avons vérifié en étudiant leurs *pixel data* que leur courbe de lumière n'était pas polluée. Enfin, une étoile seulement est en dehors de la figure. Il s'agit de KIC 7938112, pour laquelle $C_f = 0,73 \pm 0,16$. L'étude de son spectre de puissance montre deux excès de puissance correspondant l'un à une étoile de type solaire et l'autre à une géante rouge. Il peut donc s'agir soit d'un système binaire soit d'une étoile dont la courbe de lumière est polluée par celle d'une géante rouge. Il serait nécessaire de mener des études complémentaires pour pouvoir conclure, en effectuant par exemple des mesures spectroscopiques pour chercher à détecter des variations de vitesses radiales indiquant une binarité.

Passons à présent à la manière dont les périodes de rotation et les degrés d'activité ont été mesurés.

4.2 Activité et rotation

Nous disposons donc de deux jeux de données (PDC-MAP et KADACS) sur lesquels nous allons appliquer différentes techniques. Avant de détailler les résultats, revenons rapidement sur la manière dont ces périodes de rotation sont détectées.

4.2.1 Le protocole de mesure

Avant de lancer la mesure des périodes de rotation, les courbes ont été traitées de manière à améliorer l'efficacité de l'outil. Pour éviter la pollution par des effets instrumentaux très localisés dans le temps, il a été décidé de retirer de l'analyse les quarts les contenant. Pour chaque courbe de lumière, la variance de chaque quarter a été calculée. Cette variance a été ensuite comparée à celles des quarts adjacents et, si la différence excédait un certain seuil (réglé empiriquement), ce quarter était retiré de l'analyse. Le deuxième traitement consistait à ré-échantillonner les courbes pour diminuer leur nombre de point par 4 (un point toutes les 2h). Cela permet d'accélérer l'analyse tout en ne dégradant que les signaux de hautes fréquences qui ne nous intéressent pas ici.

Pour ce travail, seules deux techniques ont été utilisées : l'autocorrélation (ACF) et la décomposition en ondelettes (GWPS). La Figure 4.6 présente un exemple du protocole utilisé pour l'étoile KIC 12258514. Nous disposons donc de quatre périodes mesurées par étoile. De manière à n'en sélectionner qu'une seule, deux opérations ont été réalisées. Tout d'abord, une comparaison automatique a été effectuée. Si deux périodes de deux jeux de données différents étaient en accord à 20% près, cette période était sélectionnée. Dans le cas contraire, aucune période de rotation n'était retournée. Le seuil de 20% a été volontairement choisi pour être large de manière à détecter le maximum de périodes de rotation, validées ensuite par une vérification visuelle. La valeur de la période de rotation et l'incertitude correspondante était alors extraite du *fit* gaussien du GWPS des données KADACS. Ce choix est motivé par le fait qu'il est difficile de déterminer une incertitude à partir de l'ACF et que nous maîtrisons la correction des données KADACS.

Une fois cette comparaison automatique réalisée, toutes les courbes de lumières ainsi que les résultats de l'outil de mesure ont été vérifiés visuellement, ce qui est rendu possible par le nombre relativement restreint d'étoiles dans cet échantillon. Pour certaines étoiles, la période mesurée était clairement due à un problème présent dans les deux jeux de données. Ces détections ont alors été invalidées. À l'inverse, certaines étoiles montraient un clair signal rotationnel mais un problème dans l'un des sets de données empêchait la comparaison automatique de fournir un résultat correct. Dans ces cas-là, les étoiles étaient ajoutées à la liste des détections, la période et son incertitude provenant du GWPS du jeu de données le plus stable pour cette étoile.

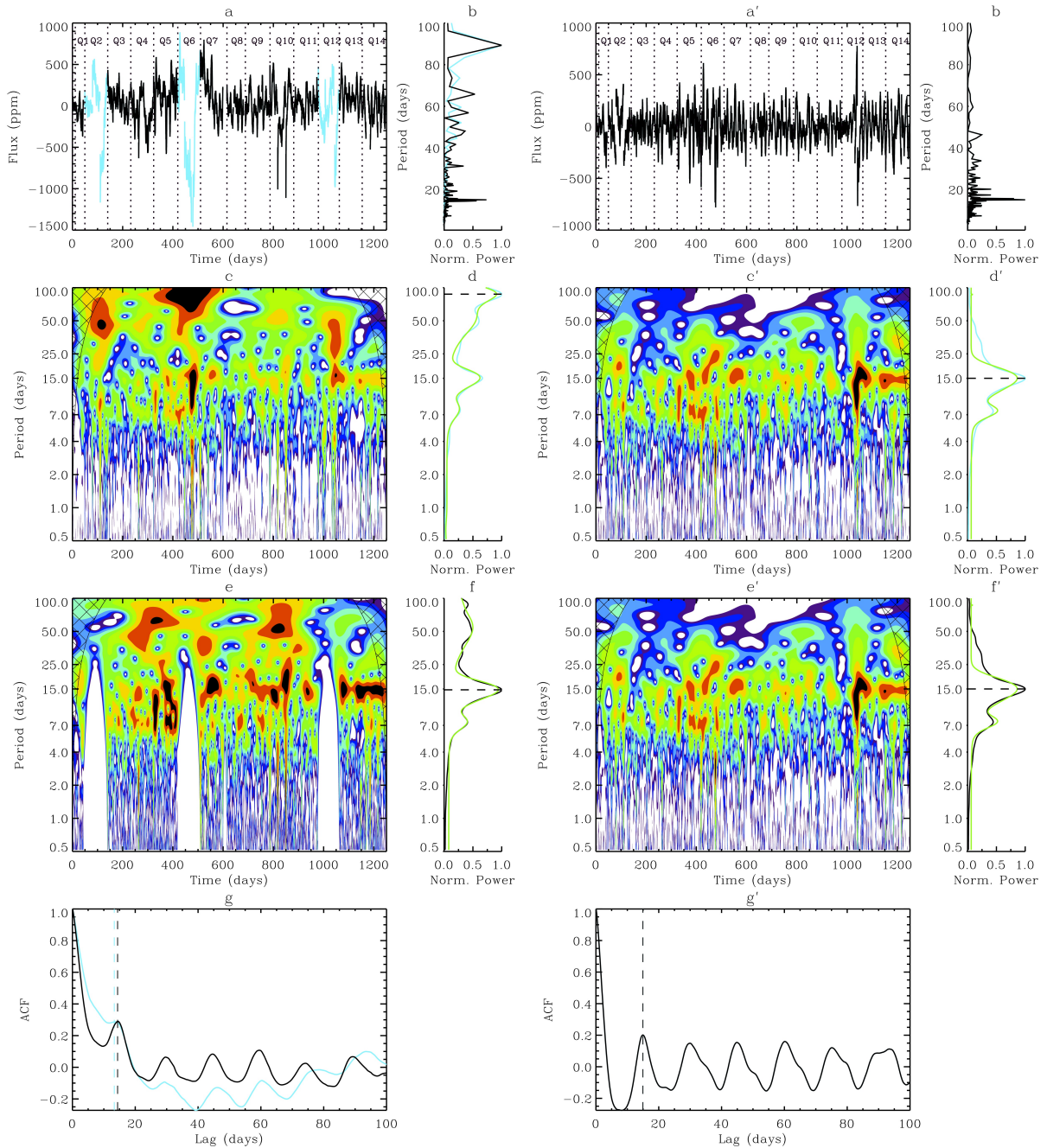


FIGURE 4.6: Exemple du protocole d'extraction de la rotation de surface pour KIC 12258514.

Les panneaux de gauche correspondent aux données PDC-MAP et ceux de droite (indiqué par un signe prime) aux données KADACS. Pour les chaque jeu de données, on a :

a : Courbe de lumière observée par *Kepler* (cyan) et quaters sélectionnés pour l'analyse (noir) ; les lignes verticales en pointillé marquent les limites des quaters.

b : Spectres de puissance des courbes de lumière.

c : WPS de la courbe de lumière complète.

d : GWPS de la courbe de lumière complète (cyan) et ajustement par des fonctions gaussiennes (vert) ; la ligne en pointillé marque la période mesurée.

e : WPS des quaters sélectionnés.

f : GWPS des quaters sélectionnés (noir) et ajustement par des fonctions gaussiennes (vert) ; la ligne en pointillé marque le $P_{\text{Tot,GWPS}}$ mesuré.

g : ACF de la courbe de lumière complète (cyan) et des quaters sélectionnés (noir) ; la ligne en pointillé marque le $P_{\text{Tot,ACF}}$ mesuré.

Dans le cas des données PDC-MAP, on constate l'amélioration de la mesure lorsque les quaters trop bruités sont écartés.

TABLE 4.1: Répartition des étoiles de l'échantillon de [García et al. \(2014a\)](#).

Catégorie	Total	Systèmes multiples	KOI
Échantillon complet	540	15	15
Détection d'une période	321	11	12
Aucun signe de rotation	6	0	1
Impossible de conclure	213	4	2

4.2.2 Les périodes de rotation

Sur les 540 étoiles de notre échantillon de départ, nous avons pu mesurer une période de rotation de surface (P_{rot}) pour 321. Notre échantillon peut donc être divisé en quatre catégories. La première est composée des 310 étoiles simples pour lesquelles nous avons pu mesurer une rotation. Parmi celles-ci, on dénombre 12 KOI (*Kepler Objects of Interest*, de possibles étoiles hôtes de planètes). Pour ces 12 étoiles, nous avons vérifié que la période mesurée n'était pas produite par les éclipses de la potentielle planète. La deuxième comprend les 15 systèmes binaires ou multiples, provenant de différents catalogues. On trouve dans cette catégorie des binaires à éclipse du *Kepler Eclipsing Binary Catalog*¹, pour lesquelles la période trouvée est en réalité la période orbitale, des binaires à doubles lignes spectrales issues de [Griffin \(2007\)](#) et [Thygesen et al. \(2014\)](#), des étoiles indiquée comme multiple dans la base de données SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>) ou encore la possible binaire sismique dont on a déjà parlé et pour laquelle la période détectée correspond aux oscillations basses fréquences de la géante rouge. La troisième catégorie regroupe les 6 étoiles dont les courbes de lumière sont très stables et qui ne montrent donc aucun signe de rotation. Enfin, la quatrième catégorie se compose des 209 étoiles dont les courbes de lumière ne permettent pas de conclure et qui ne font pas partie de systèmes multiples. La Table 4.1 résume cette répartition.

Ces étoiles sont ensuite réparties en trois groupes pour pouvoir mieux étudier la distribution de leurs taux de rotation. On peut voir cette répartition dans la Figure 4.7 qui place les étoiles pour lesquelles une période de rotation a été mesurée sur un diagramme HR modifié. On distingue ainsi les étoiles naines en séquence principale ($T_{\text{eff}} \leq 6250$ K et $\log g > 4$, en bleu), les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} > 6250$ K, en rouge) et les sous-géantes ($T_{\text{eff}} \leq 6250$ K et $\log g \leq 4$, en vert).

Il est alors intéressant de voir comment sont distribuées les périodes de rotation pour ces trois groupes d'étoiles. La Figure 4.8 présente les histogrammes des périodes de rotation mesurées dans les trois cas. On constate que les étoiles chaudes, plus massives, tournent bien plus vite que les naines. C'est un résultat logique dans la mesure où ces étoiles ne suivent pas les lois de gyrochronologie. Elles ont une couche convective trop mince pour que le freinage magnétique soit efficace et de plus évoluent très vite et ont donc moins de temps pour être ralenties. Les naines ont des périodes de rotation plus longues et en bonne cohérence avec celle du Soleil, qui est une étoile typique de cette catégorie. Enfin, les sous-géantes ont logiquement une distribution plus étalée : l'expansion des couches externes ralentit, par conservation de moment cinétique, la rotation de surface de toutes les étoiles. Les périodes longues correspondent aux

1. <http://keplerebs.villanova.edu>

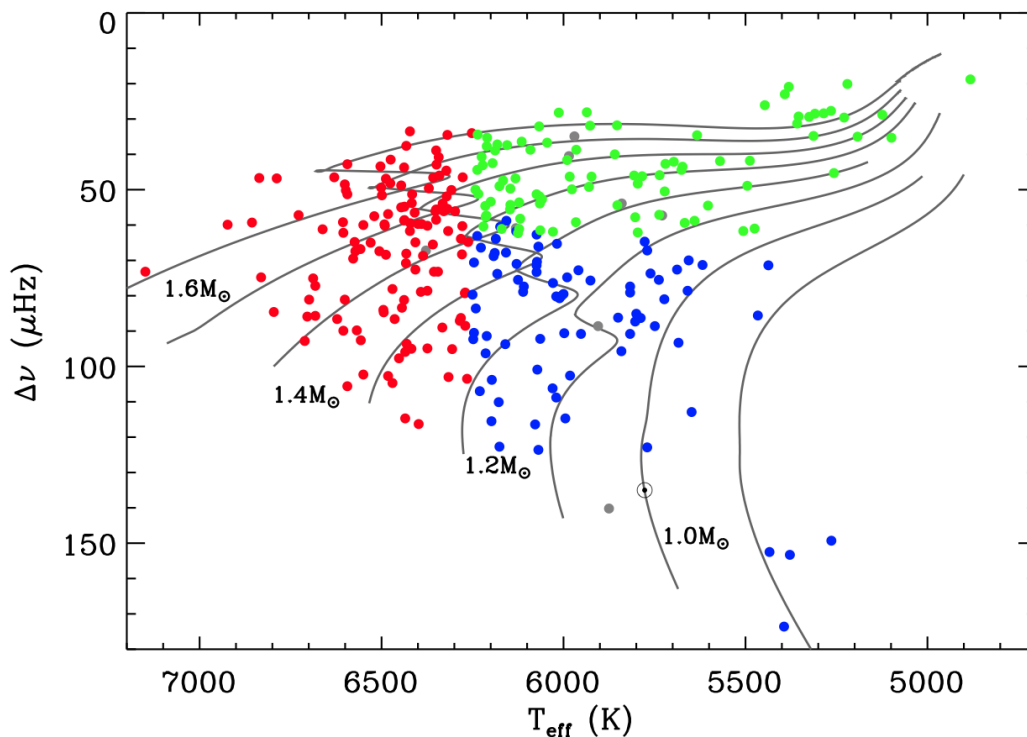


FIGURE 4.7: Diagramme HR modifié ($\Delta\nu$ - T_{eff}) des étoiles de type solaire pour lesquelles une période de rotation a été mesurée. Seules les 297 étoiles avec une période détectée et pour lesquelles une valeur de $\Delta\nu$ a été déterminée par [Chaplin et al. \(2014\)](#) sont indiquées. Le Soleil est indiqué par son symbole \odot . Les naines ($T_{\text{eff}} \leq 6250$ K et $\log g > 4$) sont en bleu, les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} > 6250$ K) en rouge et les sous-géantes ($T_{\text{eff}} \leq 6250$ K et $\log g \leq 4$) en vert. Les températures effectives proviennent de [Pinsonneault et al. \(2012\)](#). Les étoiles pour lesquelles seule une température issue de [Huber et al. \(2014\)](#) sont notées en gris. Les tracés évolutifs ont été obtenus grâce au code ASTEC ([Christensen-Dalsgaard, 2008a](#)) pour différentes masses et une composition solaire ($Z_{\odot} = 0,0246$).

étoiles moins massives qui ont été freinées durant toute la séquence principale et dont la surface ralentit encore plus dans cette phase. Les sous-géantes dont les périodes restent courtes (< 30 jours) correspondent à des étoiles de masses intermédiaires dont la rotation initiale était rapide, qui n'ont quasiment pas été freinées durant la séquence principale et qui arrivent donc dans cette phase avec une vitesse de rotation importante.

Nous reviendrons plus loin sur les implications de ces résultats sur la gyrochronologie. Avant cela, intéressons-nous à une autre information contenue dans les modulations des courbes de lumière : l'activité des étoiles.

4.2.3 L'activité des étoiles : le Sph

Nous l'avons vu au Chapitre 3, l'amplitude des modulations créées par les taches stellaires est reliée au degré d'activité de l'étoile. Il est donc possible d'estimer ce degré d'activité à partir des courbes de lumière. Suivant ce principe, des indices ont été développés, appelés "indices d'activité magnétique". On peut ainsi citer l'indice S_{ph} créé par [García et al. \(2010b\)](#) qui correspond

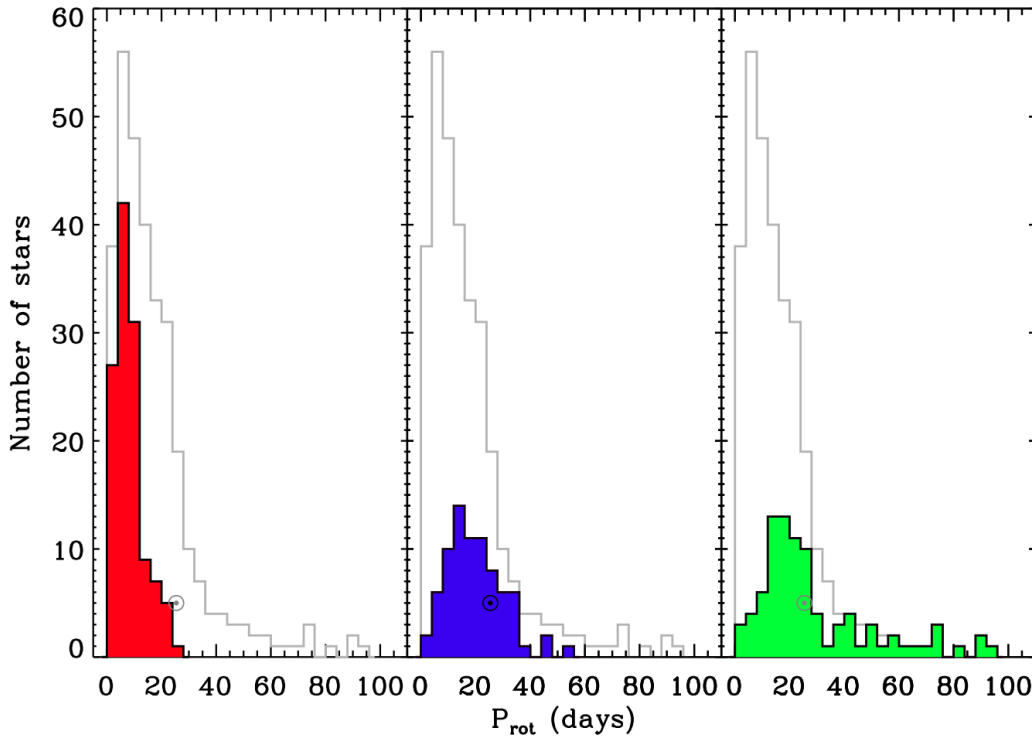


FIGURE 4.8: Histogrammes des périodes de rotation des étoiles de type solaire, pour l'échantillon total (gris), les étoiles chaudes (rouge), les naines (bleu) et les sous-géantes (vert). La période de rotation du Soleil (25,4 jours) est également indiquée par le symbole solaire ☉.

à la variance de la courbe de lumière. Ils ont également démontré que, dans le cas du Soleil, cet indice était fortement corrélé au flux radio à 10,7 cm qui est un indicateur classique de l'effet combiné des régions chromosphériques de transition et des émissions UV coronales modulées par les régions actives brillantes (pour plus de détails, voir [Bruevich et al., 2014](#)).

Un autre indice, appelé $R_{\text{var}}(t_{\text{len}})$, a été proposé par [Basri et al. \(2011\)](#). Celui-ci mesure l'amplitude de la courbe de lumière sur un intervalle t_{len} après avoir écarté les 5% de points les plus élevés et les 5% de points les plus bas. L'intervalle t_{len} a souvent été fixé à 30 jours, cette durée correspondant à un tiers de quarter et étant proche de la période de rotation solaire. Néanmoins, une courbe de lumière stellaire contient de nombreuses variabilités (pulsations, convection, taches) possédant des périodicités variées. Ainsi, il est primordial de prendre en compte la période de rotation de l'étoile lorsque l'on veut calculer un indice d'activité magnétique. C'est pour cette raison que les indices d'activité plus récents se basent sur la période de rotation. On peut ainsi citer l'indice $R_{\text{per}} = R_{\text{var}}(P_{\text{rot}})$, évolution logique proposée par [McQuillan et al. \(2013a\)](#).

Pour ce travail, nous avons utilisé une évolution de l'indice S_{ph} . Ainsi, les courbes de lumière ont été divisées en tronçons de taille $k \times P_{\text{rot}}$, où k est un entier. Pour chaque tronçon, la variance $S_{ph,k}$ a été calculée. Les quarts trop bruités ainsi que les tronçons de taille inférieure à $2,5 \times P_{\text{rot}}$ ne sont pas considérés. Pour finir, la correction de magnitude liée au bruit de photon préconisée par [Jenkins et al. \(2010\)](#) a été appliquée aux $S_{ph,k}$. La question se pose alors de choisir la valeur

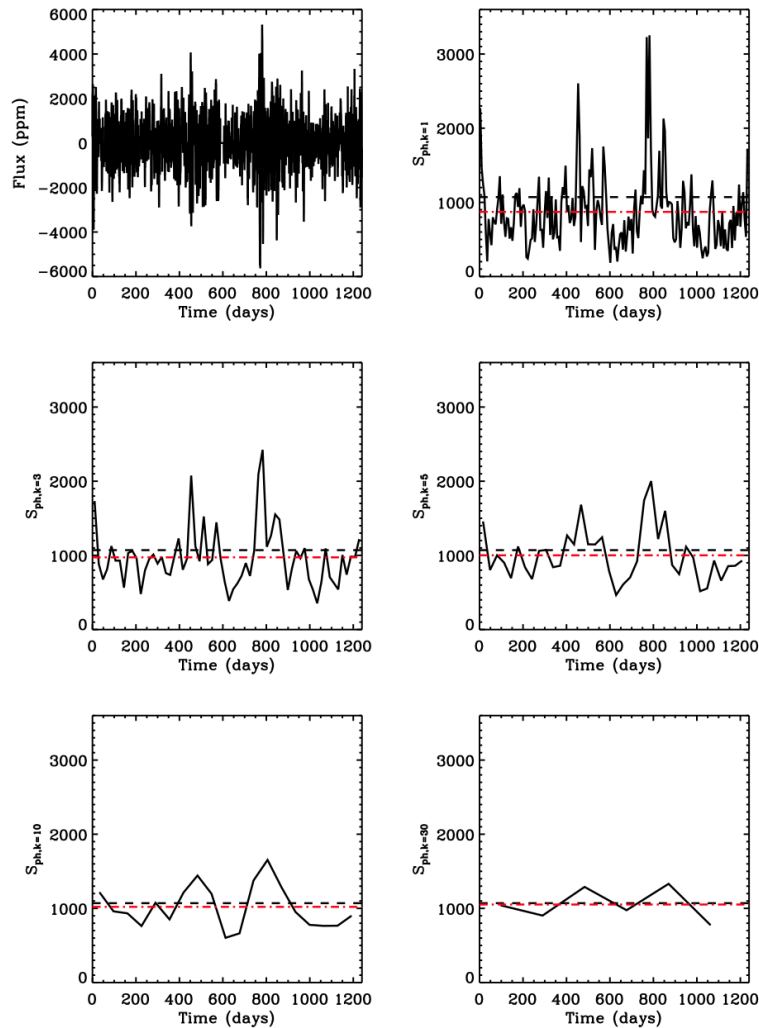


FIGURE 4.9: Calcul de l'indice d'activité $S_{ph,k}$ pour le cas de KIC 6448798. **Haut, gauche** : Courbe de lumière KADACS. **Panneaux suivants** : Valeurs de $S_{ph,k}$ (ligne noire) pour différentes valeurs de k (1, 3, 5, 10, et 30). La ligne noire en pointillé marque la valeur de l'indice global S_{ph} , variance de l'ensemble de la courbe. La ligne rouge en trait-point marque la valeur de la moyenne $\langle S_{ph,k} \rangle$.

de k pour obtenir un résultat fiable, sachant que l'activité d'une étoile peut varier au cours du temps et que les courbes de lumière de *Kepler* sont particulièrement longues (1200 jours ici).

La Figure 4.9 présente un exemple de calcul de $S_{ph,k}$ pour différentes valeurs de k . On peut comparer ces valeurs à l'indice global S_{ph} ainsi qu'à la moyenne des différents $S_{ph,k}$, $\langle S_{ph,k} \rangle$. La moyenne est ici préférée à la médiane car cette dernière est susceptible de sous-évaluer le degré d'activité si l'étoile est dans un cycle d'activité. Comme l'ont montré [Mathur et al. \(2014c\)](#), $\langle S_{ph,k} \rangle$ est inférieur à S_{ph} et le choix $k = 5$ permet d'obtenir une bonne estimation des variations temporelles de l'activité tout en donnant un indice d'activité $\langle S_{ph,k=5} \rangle$ fiable. Cet indice a été utilisé par [García et al. \(2014c\)](#) pour étudier KIC 8561221, et par [Mathur et al. \(2014b,c\)](#) pour étudier l'activité d'étoiles F et M observées par *Kepler*. C'est donc cet indice d'activité $\langle S_{ph,k=5} \rangle$ que nous utiliserons ici.

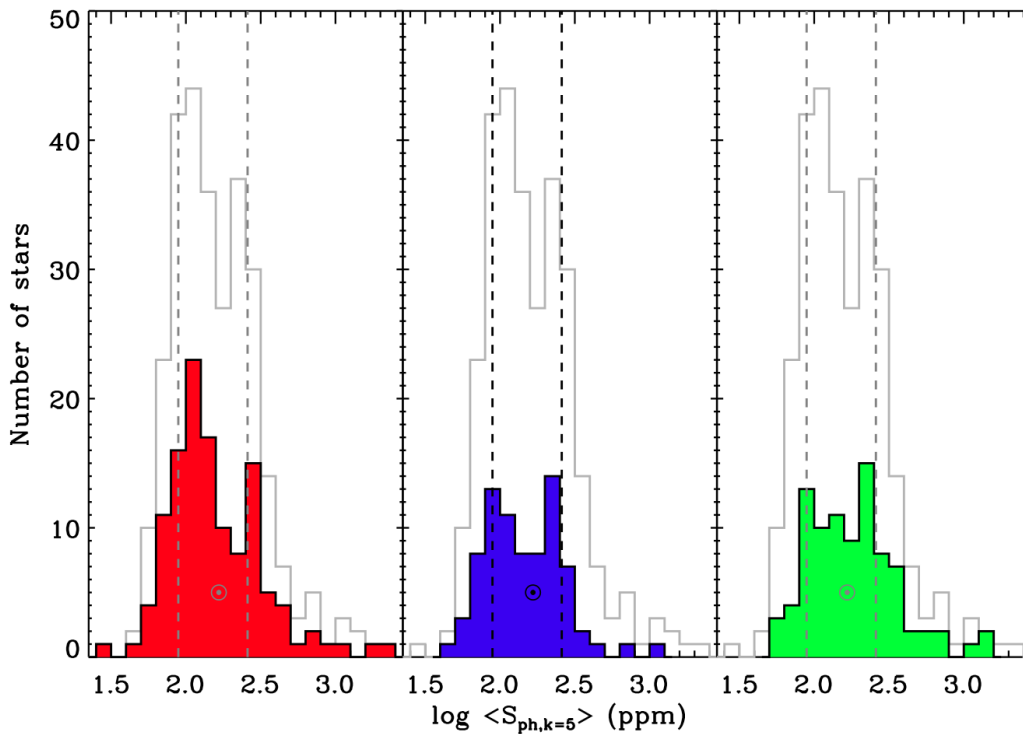


FIGURE 4.10: Histogrammes des indices d'activité $\langle S_{ph,k=5} \rangle$ des étoiles de type solaire, pour l'échantillon total (gris), les étoiles chaudes (rouge), les naines (bleu) et les sous-géantes (vert). L'indice d'activité moyen du Soleil ($166,1 \pm 2,6$ ppm) est également indiqué par le symbole solaire \odot . Les lignes en pointillé marquent les limites du cycle d'activité solaire (de 89 à $258,5$ ppm).

Les résultats des mesures de l'indice $\langle S_{ph,k=5} \rangle$ sont présentés sous forme d'histogrammes sur la Figure 4.10. Les trois groupes d'étoiles présentent des distributions très similaires. En particulier, la plupart des étoiles ont un indice d'activité compris entre le minimum ($89 \pm 1,5$ ppm) et le maximum ($258,5 \pm 3,5$ ppm) solaires (Mathur et al., 2014c). Parmi les naines, sur 78 étoiles on en compte 48 (61,5%) dans cette plage, 19 (24,4%) plus actives et 11 (14,1%) moins actives. La distribution autour de deux pics pourrait même suggérer que l'on observe plus d'étoiles lors de leurs minima et maxima que pendant leurs phases de transitions, ce qui serait cohérent avec des cycles d'activité similaires à celui du Soleil. Les valeurs les plus élevées sont mesurées pour des étoiles chaudes, généralement plus actives car en rotation plus rapide.

Il est important de rappeler ici que cet échantillon est uniquement constitué d'étoiles pour lesquelles des pulsations ont pu être mesurées. Étant donné que l'activité magnétique atténue les pulsations et réduit leur visibilité (García et al., 2010b; Chaplin et al., 2011) et que l'amplitude de ces pulsations augmente avec l'âge, cet échantillon est biaisé en faveur des étoiles âgées avec une activité magnétique modérée. Gardant en tête ces remarques, voyons à présent comment ces résultats s'inscrivent dans le cadre de la gyrochronologie.

4.3 Conséquences pour la gyrochronologie

Le problème principal qui se pose pour calibrer les lois de gyrochronologie est celui de la mesure de l'âge. S'il est possible de déterminer l'âge d'amas à l'aide de différentes méthodes, mesurer l'âge d'étoiles du champ est plus difficile. L'astérosismologie permet d'avancer vers une meilleure estimation de ces âges. Néanmoins, selon les paramètres sismiques considérés, les barres d'erreurs obtenues varient énormément. Dans cette partie, nous détaillerons en premier les résultats pour l'ensemble de l'échantillon avant de nous tourner vers un sous-échantillon qui permet d'étudier finement la relation âge-période de rotation.

4.3.1 Un bon accord observation-théorie

Une première estimation de l'âge des étoiles de notre échantillon a été réalisée par [Chaplin et al. \(2014\)](#). Ces âges sont obtenus à partir de la comparaison entre une grille de modèles d'évolution stellaire et les paramètres sismiques globaux $\Delta\nu$ et ν_{\max} . De plus, les valeurs de T_{eff} et de la métallicité proviennent d'estimations photométriques et spectroscopiques lorsque cela est possible. Si cette méthode conduit à des incertitudes très grandes (pouvant aller jusqu'à 70% de l'âge) elle permet d'estimer l'âge d'un nombre d'étoiles très grand (toutes les étoiles sismique de type solaire).

La Figure 4.11 présente la répartition des trois groupes d'étoiles (chaudes, naines et sous-géantes) dans le plan âge-période de rotation. Il est important de se souvenir que les relations classiques de gyrochronologie ne sont valables que pour les naines. Les étoiles chaudes ont un freinage moins efficace tandis que les sous-géantes subissent une dilatation qui modifie leur comportement rotationnel. La répartition des étoiles de notre échantillon est en bon accord avec les prédictions théoriques de [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#) et montrent l'importance de différencier ces trois catégories d'étoiles. Les lignes noires correspondent aux relations âge-période dérivées par [Mamajek & Hillenbrand \(2008\)](#) pour $B-V = 0,5$ ($1,2 M_{\odot}$) et $B-V = 0,9$ ($0,8 M_{\odot}$). Ainsi, les étoiles dont la masse est comprise entre ces deux valeurs et qui suivent les lois de la gyrochronologie doivent se trouver entre ces deux limites. Or, on constate que les naines respectent presque parfaitement cela.

Les étoiles chaudes, en revanche, ont un comportement très différent : beaucoup d'entre elles ont des rotations plus rapides que ce que la gyrochronologie prédit. C'est une illustration directe de l'efficacité réduite du freinage magnétique due à la faible épaisseur de leur zone convective. La corrélation entre leur âge et leur période de rotation est ainsi beaucoup moins forte. De même, de nombreuses sous-géantes se trouvent à l'extérieur de la zone centrale. Les longues périodes correspondent aux étoiles de faibles masses qui ont freiné durant la séquence principale et ralentissent encore à cause de l'expansion de leurs couches externe. Les sous-géantes dont la rotation reste rapide ($P_{\text{rot}} < 30$ jours) sont des anciennes étoiles chaudes (donc massives) qui sont arrivées au début de la phase sous-géante avec une rotation très rapide et gardent ainsi une rotation relativement rapide malgré leur expansion. Il est donc important de distinguer ces différentes population si l'on veut estimer des âges stellaires grâce à la gyrochronologie. Ainsi,

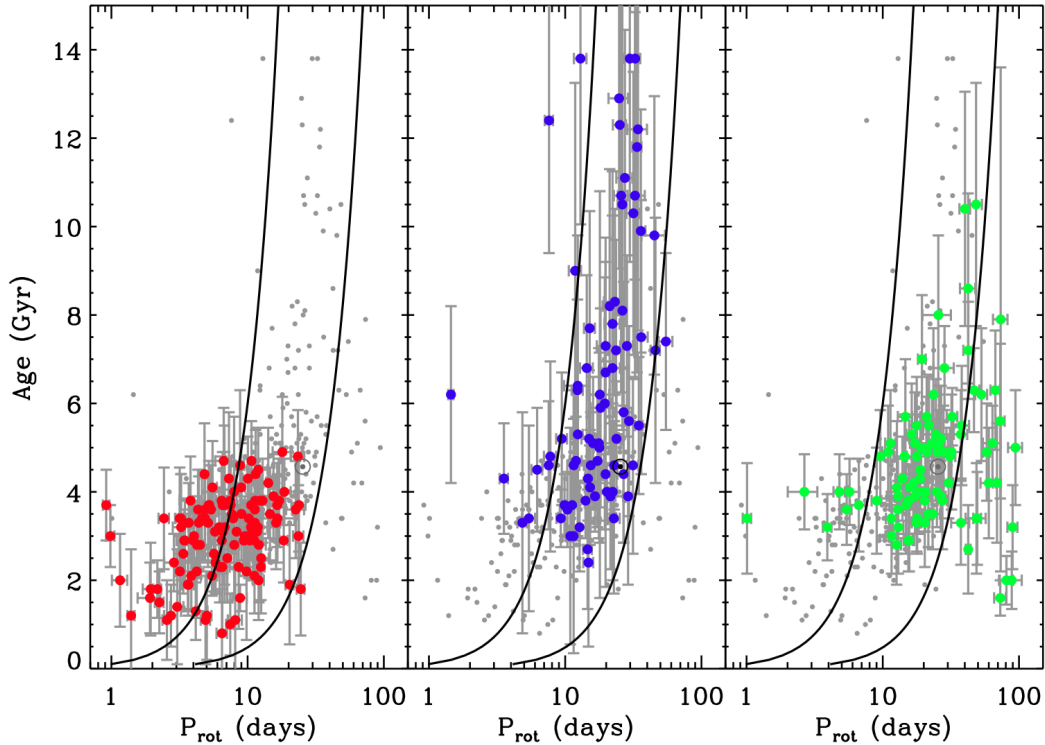


FIGURE 4.11: Diagrammes âge-période de rotation pour l'échantillon global d'étoiles de type solaire. On distingue les étoiles chaudes (rouges), les naines (bleu) et les sous-géantes (vert). Les lignes noires représentent les relations période-âge issues de Mamajek & Hillenbrand (2008), calculées pour $B-V = 0,5$ and $B-V = 0,9$, correspondant à des masses de $0,8 M_{\odot}$ et $1,2 M_{\odot}$. La position du Soleil est indiquée par le symbole \odot .

certaines plages de périodes (autour de 20 jours, par exemple) contiennent un mélange d'étoiles des trois populations, celles-ci ayant des relations âge-périodes très différentes.

Les incertitudes très grandes sur les âges utilisés ici ne permettent pas de réaliser une régression linéaire correcte de manière à vérifier la relation entre P_{rot} et l'âge. Tournons-nous donc vers un sous-échantillon plus adapté.

4.3.2 Les âges sismiques : vers une calibration fine

Certaines étoiles de notre échantillon ont fait l'objet d'analyses détaillées, utilisant l'ensemble de l'information sismique, à savoir les fréquences individuelles des modes d'oscillation. Cette analyse permet de contraindre beaucoup plus précisément l'état évolutif des étoiles et donc leur âge. Au sein de notre échantillon, 12 étoiles ont été ainsi étudiées par Metcalfe et al. (2014) et 3 par Mathur et al. (2012). Ils ont utilisé l'*Asteroseismic Modeling Portal* (AMP, voir le Chapitre 5 pour une description détaillée) pour comparer les fréquences individuelles et des mesures spectroscopiques précises de T_{eff} et de la métallicité à des modèles d'évolution stellaire. Les âges obtenus par cette méthode ont une beaucoup plus grande précision que les précédents. Il s'agit donc d'un échantillon parfait pour tester la validité des lois de gyrochronologie.

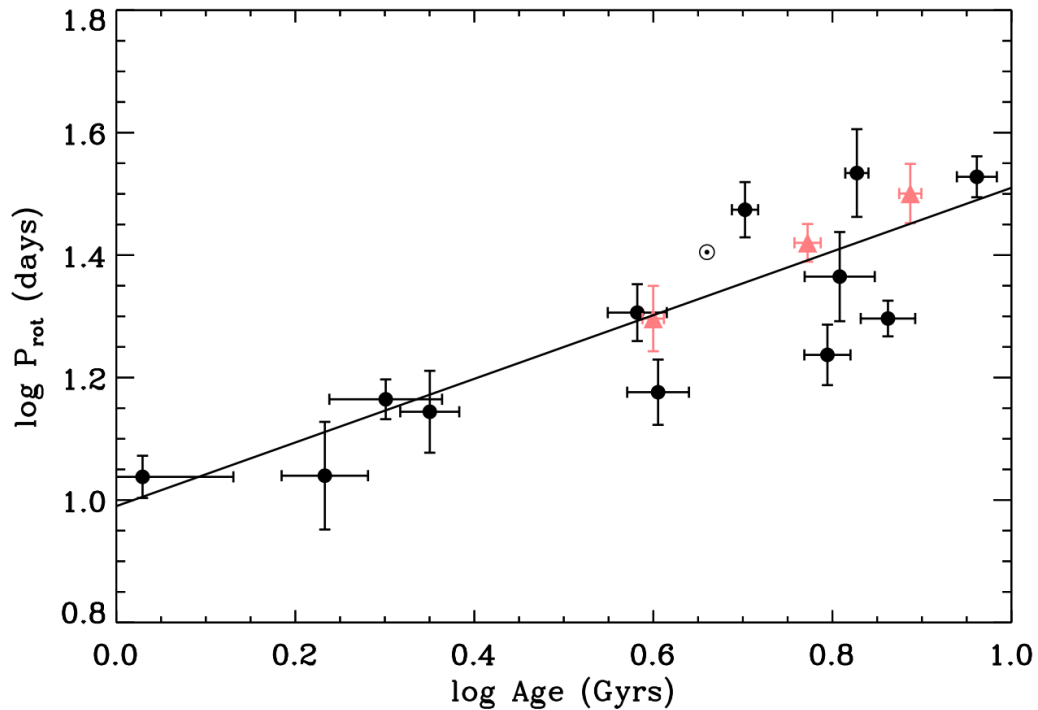


FIGURE 4.12: Diagramme âge-période de rotation pour les étoiles dont l'âge est contraint sismiquement. Les étoiles dont les âges ont été dérivés par, respectivement, [Metcalfé et al. \(2014\)](#) et [Mathur et al. \(2012\)](#) sont représentées par des cercles noirs et des triangles roses. La ligne noire correspond à la régression linéaire réalisée.

Ces étoiles ayant toutes une masse proche de celle du Soleil, il est cohérent de les situer dans un plan période-âge, en échelle logarithmique. La Figure 4.12 montre leur répartition. Le Soleil a été ajouté, en considérant une période de 25,4 jours (avec une incertitude typique de 10%, due à la rotation différentielle latitudinale) et un âge de $4,570 \pm 0,007$ ans ([Bahcall et al., 1995](#)).

Pour ces 16 étoiles (dont le Soleil), une régression linéaire a été réalisée, dans l'espace $\log P_{\text{rot}} - \log \text{Age}$. La relation obtenue est la suivante :

$$\log P_{\text{rot}} = (0,52 \pm 0,06) \log \text{Age} + (0,99 \pm 0,04) . \quad (4.1)$$

Le paramètre-clef est ici l'exposant $n = 0,52 \pm 0,06$ qui évalue l'évolution de la rotation au cours du temps ($P_{\text{rot}} \propto \text{Age}^n$). Le résultat obtenu est en bon accord avec la relation empirique de [Skumanich \(1972\)](#) ($n = 0,51$) ainsi qu'avec celle issue de l'analyse du même échantillon par [Metcalfé et al. \(2014\)](#) ($n = 0,41 \pm 0,03$). De même, le résultats prédit par [Mamajek & Hillenbrand \(2008\)](#) pour ces étoiles ($B-V = 0,58$ soit $M \approx 1,05 M_{\odot}$) est $n = 0,96 \pm 0,05$ et celui prédit par [Barnes \(2007\)](#) est $n = 1,00 \pm 0,04$. Ces valeurs sont compatibles avec nos résultats, surtout si on les compare aux valeurs obtenues en utilisant l'échantillon complet ($n = 3,87 \pm 0,41$) ou l'ensemble des naines ($n = 2,19 \pm 0,38$).

On voit donc combien la sismologie peut apporter de contraintes à la gyrochronologie et l'importance de bien séparer les différentes populations stellaires lorsque l'on veut réaliser une telle

étude. Dans le chapitre suivant, nous détaillerons l'accord entre la sismologie et la gyrochronologie et comment les lois période-âge peuvent évoluer pour mieux reproduire les observations.

La partie suivante reproduit l'article complet de [García et al. \(2014a\)](#), dans sa version publiée, en anglais. Il est à noter que depuis la publication de cet article, nous avons re-calculé les périodes de rotation des étoiles de l'échantillon en utilisant cette fois les données complètes de *Kepler*, soit du quarter Q0 au quarter Q17. Les périodes issues de cette nouvelle analyse sont en parfait accord avec les périodes publiées.

4.4 Article [García et al. 2014a](#)

A&A 572, A34 (2014)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201423888
 © ESO 2014

**Astronomy
&
Astrophysics**

Rotation and magnetism of *Kepler* pulsating solar-like stars

Towards asteroseismically calibrated age-rotation relations^{*}

R. A. García¹, T. Ceillier¹, D. Salabert¹, S. Mathur², J. L. van Saders³, M. Pinsonneault³, J. Ballot^{4,5}, P. G. Beck^{1,6},
 S. Bloemen⁷, T. L. Campante⁸, G. R. Davies^{1,8}, J.-D. do Nascimento Jr.^{9,10}, S. Mathis¹, T. S. Metcalfe^{2,11},
 M. B. Nielsen^{12,13}, J. C. Suárez¹⁴, W. J. Chaplin⁸, A. Jiménez^{15,16}, and C. Karoff¹¹

¹ Laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS – Univ. Paris Diderot – IRFU/SaP, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
 e-mail: rgarcia@cea.fr

² Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, CO 80301, USA

³ Department of Astronomy, The Ohio State University, Columbus, Ohio 43210, USA

⁴ CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

⁵ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31400 Toulouse, France

⁶ Instituut voor Sterrenkunde, Katholieke Universiteit Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium

⁷ Stellar Astrophysics Centre, Dept. of Physics and Astronomy, Aarhus Univ., Ny Munkegade 120, 8000 Aarhus C, Denmark

⁸ School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Edgbaston, Birmingham B15 2TT, UK

⁹ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

¹⁰ U. Federal do Rio Grande do Norte, UFRN, Dep. de Física Teórica e Experimental, DFTE, CP 1641, 59072-970 Natal, RN, Brazil

¹¹ Stellar Astrophysics Centre, Dept. of Physics and Astronomy, Aarhus Univ., Ny Munkegade 120, 8000 Aarhus C, Denmark

¹² Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany

¹³ Max-Planck Institute for Solar System Research Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

¹⁴ Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), 3004 Granada, Spain

¹⁵ Universidad de La Laguna, Dpto de Astrofísica, 38206 Tenerife, Spain

¹⁶ Instituto de Astrofísica de Canarias, 38205 La Laguna, Tenerife, Spain

Received 26 March 2014 / Accepted 24 September 2014

ABSTRACT

Kepler ultra-high precision photometry of long and continuous observations provides a unique dataset in which surface rotation and variability can be studied for thousands of stars. Because many of these old field stars also have independently measured asteroseismic ages, measurements of rotation and activity are particularly interesting in the context of age-rotation-activity relations. In particular, age-rotation relations generally lack good calibrators at old ages, a problem that this *Kepler* sample of old-field stars is uniquely suited to address. We study the surface rotation and photometric magnetic activity of a subset of 540 solar-like stars on the main-sequence and the subgiant branch for which stellar pulsations have been measured. The rotation period was determined by comparing the results from two different analysis methods: i) the projection onto the frequency domain of the time-period analysis, and ii) the autocorrelation function of the light curves. Reliable surface rotation rates were then extracted by comparing the results from two different sets of calibrated data and from the two complementary analyses. General photometric levels of magnetic activity in this sample of stars were also extracted by using a photometric activity index, which takes into account the rotation period of the stars. We report rotation periods for 310 out of 540 targets (excluding known binaries and candidate planet-host stars); our measurements span a range of 1 to 100 days. The photometric magnetic activity levels of these stars were computed, and for 61.5% of the dwarfs, this level is similar to the range, from minimum to maximum, of the solar magnetic activity. We demonstrate that hot dwarfs, cool dwarfs, and subgiants have very different rotation-age relationships, highlighting the importance of separating out distinct populations when interpreting stellar rotation periods. Our sample of cool dwarf stars with age and metallicity data of the highest quality is consistent with gyrochronology relations reported in the literature.

Key words. asteroseismology – stars: activity – stars: rotation – stars: solar-type – stars: evolution – stars: oscillations

1. Introduction

Stellar rotation fundamentally modifies stellar interiors (e.g. Zahn 1992; Pinsonneault 1997; Mathis & Zahn 2004; Degressin et al. 2009; Eggenberger et al. 2010; Ceillier et al. 2013; Marques et al. 2013). When this is considered in the stellar evolution models, the inferred age of the star is modified, which has severe consequences in planetary systems, for example (e.g. Pinsonneault 2009). Surface rotation can also be used as an

observable to determine the age of the star. Gyrochronology – the empirical relationship between rotation period, color, and age – provides means by which surface rotation can be used to infer ages of cool stars. These relationships, however, must be calibrated for different stellar populations, and rely on systems in which both rotation periods and stellar ages can be independently measured. The relationship between rotation period and age was first noted by Skumanich (1972), followed by many studies relating rotating periods to magnetic activity (e.g. Noyes et al. 1984b,a; Rutten & Schrijver 1987; Hempelmann et al. 1995; Schrijver & Zwaan 2008). In 1999, Lachaume et al. used surface rotation rates for the first time as an age

* Full Table 3 is only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/572/A34>

CHAPITRE 5

La sismologie au service de la gyrochronologie

Sommaire

5.1 Le cas particulier des étoiles à planètes	113
5.1.1 Un échantillon sismique : des âges très contraints	114
5.1.2 Des populations aux comportements similaires	117
5.2 Article Ceillier et al. 2015b	123
5.3 Contraindre les lois de gyrochronologie	131
5.3.1 Un échantillon sismique unique	131
5.3.2 Une rotation anormale des étoiles évoluées	132
5.3.3 Un freinage qui s'essouffle : nombre de Rossby critique	134
5.4 Article van Saders et al. 2015	138

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment les mesures de rotation photométriques et l'estimation d'âges stellaires via l'astérosismologie s'accordaient relativement bien avec les lois de la gyrochronologie. Ce chapitre s'inscrit dans la continuité de ce travail. Nous y présentons l'étude d'un échantillon réduit d'étoiles dont les données sismiques sont de grande qualité et permettent de contraindre fortement leur état évolutif. Nous verrons que notre méthode de mesure de la rotation de surface donne de bons résultats pour cet échantillon.

Dans un premier temps, nous présenterons l'étude d'un certain nombre d'étoiles observées par *Kepler* possédant des planètes. Nous verrons comment leur comportement rotationnel se compare à celui des étoiles sans planètes détectées. Cela nous permettra d'introduire le concept de "gyrosismochronologie" qui consiste à utiliser les âges sismiques pour contraindre les relations masse-période-âge.

Puis, dans un second temps, nous verrons comment cet ensemble d'étoiles (avec et sans planètes) donne de nouvelles informations sur l'évolution de la rotation des étoiles âgées. Nous montrons que ces nouvelles contraintes conduisent à modifier les lois usuelles de la gyrochronologie et modifient le domaine d'utilisation possible de cette technique pour estimer les âges stellaires.

5.1 Le cas particulier des étoiles à planètes

Le chapitre précédent a présenté la relation existant entre les âges et les périodes de rotation d'étoiles de type solaire en séquence principale. Dans cette section, nous allons comparer ce résultat au cas d'étoiles particulières : les étoiles à planètes. Il est en effet possible que ces

planètes aient un effet sur l'évolution rotationnelle de leur étoile hôte, en particulier lorsqu'elles sont massives et proches de cette étoile (Bolmont et al., 2012).

Nous présenterons d'abord les étoiles sur lesquelles se base cette comparaison avant de voir qu'il est possible que les planètes influencent la rotation de leur étoile hôte. Enfin, nous constaterons que toutes les étoiles étudiées suivent en réalité relativement bien les lois de gyrochronologie lorsque l'on tient compte de leurs masses. Les résultats présentés ici sont détaillés dans l'article Ceillier et al. (2015b), inclus Partie 5.2.

5.1.1 Un échantillon sismique : des âges très contraints

Pour déterminer des âges sismiquement contraints, il est nécessaire de disposer d'étoiles pour lesquelles les modes d'oscillations ont un très bon signal à bruit. Ces étoiles sont relativement rares et il s'agit donc d'une difficulté importante dans la constitution d'un échantillon approprié. Voyons donc quelles étoiles remplissent les critères qui nous intéressent ici.

5.1.1.1 Constitution des deux échantillons

Le but étant ici de comparer étoiles pulsantes avec et sans planètes, nous avons utilisés deux échantillons distincts. D'un côté, un échantillon de contrôle, constitué de 14 étoiles étudiées au Chapitre 4 dont l'âge est bien contraint grâce à la modélisation sismique auxquelles viennent s'ajouter 2 étoiles, 16CygA & B, étudiées par Davies et al. (2014). Pour ces deux étoiles, nous avons tenté de mesurer leur rotation de surface grâce à notre méthodologie mais les résultats ne permettaient pas de conclure. Leurs périodes de rotations ont donc été déterminées à partir des *splittings* rotationnels des modes acoustiques (p) et ne doivent donc être considérées que comme des limites supérieures pour la rotation de surface. De plus, ces deux étoiles forment un système binaire mais sont très éloignées et ne semblent pas avoir été rotationnellement influencées l'une par l'autre (Davies et al., 2014).

D'un autre côté, un échantillon d'étoiles à planètes sélectionnées parmi les KOI (*Kepler Objects of Interest*). Seules 27 des ces étoiles ont également des mesures astérosismiques suffisamment précises pour déterminer précisément leur âge (voir Silva Aguirre et al., 2015). Nous avons analysé ces 27 étoiles à l'aide de notre outil de mesure de la rotation et avons pu déterminer une période P_{rot} pour 11 d'entre elles. Ce sont donc ces 11 étoiles qui forment notre échantillon d'étoiles à planètes. Il est à noter qu'à l'exception de KIC 9592705, qui a toujours le statut de "candidat", toutes les autres KOI ont des planètes confirmées. Enfin, aucune de ces 11 KOI ne fait partie d'un système binaire, d'après le *Kepler Eclipsing Binary Catalog*¹.

Dans cet échantillon de KOI, on trouve 5 systèmes à une seule planète, 3 systèmes à deux planètes et 3 systèmes à trois planètes. Les rayons de ces planètes s'échelonnent entre 0,7 et 3,94 R_{\oplus} (rayon terrestre) et leurs demi-grands axes vont de 0,035 à 0,392 UA (Unité Astronomique, demi-grand axe de la Terre). Il n'y a donc aucune Jupiter chaude (planète massive très

1. <http://keplerebs.villanova.edu>

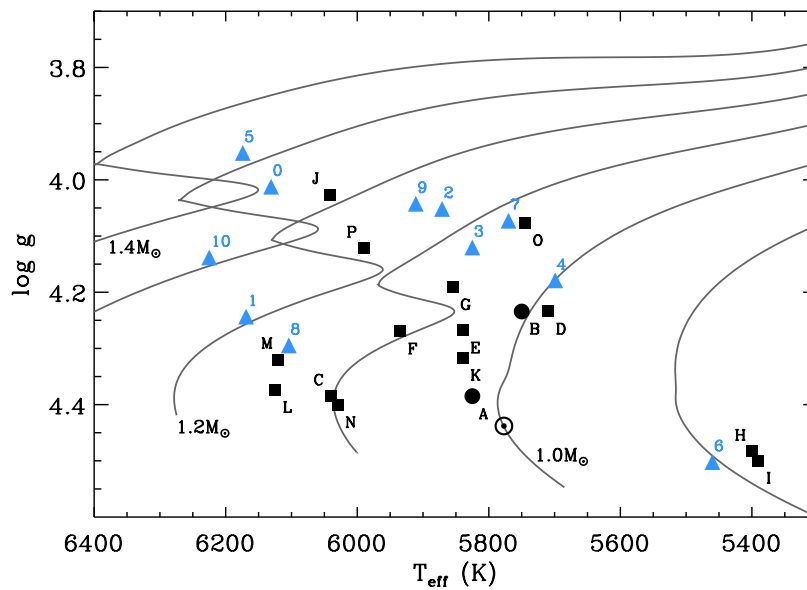


FIGURE 5.1: Diagramme HR des étoiles KOI (triangles bleus) et de l'échantillon sismique de contrôle (carrés et points noirs). Les labels sont les mêmes que ceux de la Table 5.1. Les tracés évolutifs ont été obtenus grâce au code ASTEC (Christensen-Dalsgaard, 2008a) pour différentes masses et une composition solaire ($Z_{\odot} = 0,0246$).

proche de son étoile hôte) dans notre échantillon. L'ensemble des paramètres de ces planètes sont disponibles sur le *Kepler KOI archive*², les principaux étant résumés dans la Table 5.2.

Les paramètres des étoiles de ces deux échantillons sont résumés dans la Table 5.1, les étoiles de l'échantillon de contrôle étant désignées par des lettres et les KOI par des nombres. On peut également voir leur répartition sur le diagramme HR sur la Figure 5.1. Voyons à présent comment ont été déterminés les périodes de rotation de ces KOI.

5.1.1.2 Mesure des périodes de rotation

Tout d'abord, précisons les données utilisées. Pour ce travail, nous avons considéré deux jeux de données KADACS qui diffèrent par le degré de filtrage appliqué. Pour le premier jeu, on applique un filtre triangulaire de période 30 jours tandis que pour le second le filtre est de 55 jours. Un troisième jeu de données filtré à 80 jours est également produit pour pouvoir vérifier que les périodes trouvées ne sont pas des harmoniques de périodes plus longues. Enfin, les étoiles considérées étant des KOI, les transits planétaires sont retirés en repliant la courbe de lumière à la période orbitale et en filtrant le profil obtenu.

Pour ce travail, les trois techniques décrites au Chapitre 3 ont été mises en œuvre : GWPS, ACF et CS. Les résultats consistent donc en 6 périodes par courbe de lumière. Ces six périodes sont ensuite comparées automatiquement suivant la méthode utilisée dans Aigrain et al. (2015) : un accord à 20% près de toutes les périodes est nécessaire pour valider la détection d'une période

2. <http://archive.stsci.edu/kepler/koi/search.php>

de rotation. L'échantillon de départ n'étant constitué que de 27 étoiles, une vérification visuelle a été également effectuée pour chaque étoile. À l'issue de cette comparaison automatique et de cette vérification visuelle, 11 étoiles ont été retenues et leurs périodes de rotation déterminées. Ces périodes finales viennent de l'ajustement gaussien du GWPS ou du CS de la courbe de lumière la plus stable (filtre à 30 ou à 55 jours). Elles sont résumées dans la Table 5.1.

À présent que la mesure de la rotation a été effectuée, intéressons-nous à la détermination des âges de ces 11 étoiles.

5.1.1.3 Détermination des âges sismiques

Les propriétés des KOI sont déterminées en utilisant l'*Asteroseismic Modeling Portal* (AMP, [Metcalf et al. 2009](#); [Woitaszek et al. 2009](#)) suivant la même procédure que celle utilisée par [Metcalf et al. \(2014\)](#) pour analyser un échantillon d'étoiles sismique observées par *Kepler*. Les paramètres sismiques et spectroscopiques utilisés ont été déterminés par [Davies et al. \(2015\)](#). Résumons comment marche AMP.

L'*Asteroseismic Modeling Portal* utilise un algorithme génétique (GA pour *Genetic Algorithm*, [Metcalf & Charbonneau 2003](#)) parallèle pour optimiser l'accord entre les grandeurs issues du modèle et les contraintes observationnelles disponibles. Les modèles d'évolution utilisés sont calculés grâce au code d'évolution stellaire d'Aarhus (ASTEAC, [Christensen-Dalsgaard 2008a](#)) et les fréquences d'oscillation correspondantes sont obtenues grâce au code adiabatique de pulsations d'Aarhus (ADIPLS, [Christensen-Dalsgaard 2008b](#)). Les cinq paramètres des modèles que l'on peut faire varier sont la masse M , l'âge t , la métallicité Z , l'abondance initiale en hélium Y_i et la longueur de mélange α .

Les contraintes observationnelles sont elles réparties en quatre ensembles : les fréquences individuelles des modes d'oscillation (corrigées des perturbations dues à la surface stellaire suivant les prescriptions de [Kjeldsen et al. 2008](#)), les deux types de ratios fréquentiels r_{02} et r_{10} définis par [Roxburgh & Vorontsov \(2003\)](#), très sensibles aux conditions internes des étoiles, et enfin les contraintes spectroscopiques. Pour chaque ensemble, un facteur de mérite normalisé χ^2 est calculé et le GA (*Genetic Algorithm*) cherche à minimiser la moyenne de ces quatre χ^2 . Cela permet d'équilibrer l'influence des différentes contraintes sismiques tout en évitant que les nombreux ratios et fréquences sismiques ne prennent le pas sur les quelques contraintes spectroscopiques.

Enfin, les incertitudes sont déterminées en estimant la matrice jacobienne, calculée en utilisant l'information issue de la distribution complète des modèles générés par AMP (> 1000 modèles pour chaque étoile, voir [Metcalf et al. 2014](#)), au point de l'espace des paramètres correspondant au modèle retenu. Les barres d'erreurs ainsi obtenues sont plus réalistes puisqu'elles tiennent compte des corrélations possibles entre différents paramètres des modèles comme par exemple la longueur de mélange et l'abondance initiale en hélium. On pourra se rapporter à [Silva Aguirre et al. \(2015\)](#) pour une comparaison entre les incertitudes calculées par AMP et celles issues d'autres méthodes. Les propriétés stellaires des 11 KOI ainsi obtenues sont résumées dans la Table 5.1.

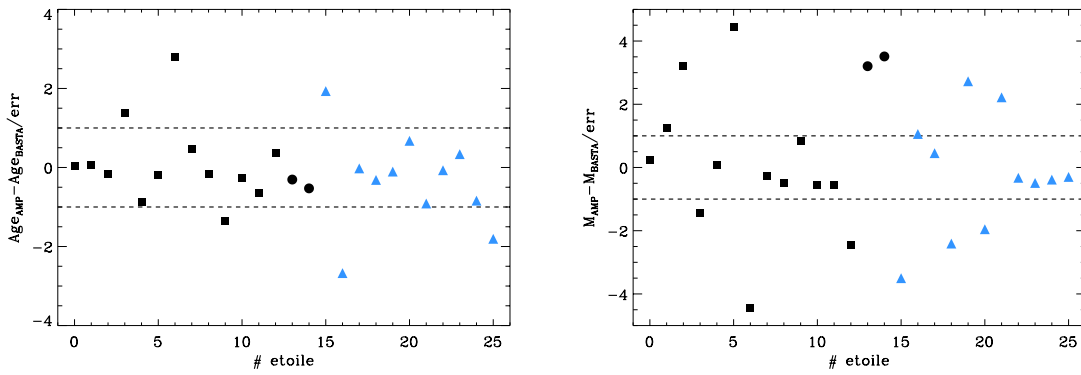


FIGURE 5.2: Comparaison des âges (gauche) et des masses (droite) obtenus par les codes AMP et BASTA pour les étoiles KOI. Les symboles sont les mêmes que dans la Figure 5.1 et l'ordre des étoiles identique à celui de la Table 5.1. Les dénominateurs “err” sont calculés comme suit : $err = \sqrt{\sigma_{X_{AMP}}^2 + \sigma_{X_{BASTA}}^2}$, où X est l'âge ou la masse.

Pour éviter que nos résultats ne soient biaisés par la méthode utilisée pour dériver les âges de ces 11 KOI, nous avons comparé les paramètres issus de AMP à ceux calculés par [Silva Aguirre et al. \(2015\)](#) en utilisant le code BASTA (*BAYesian STellar Algorithm*). Contrairement à AMP, le code BASTA considère un rapport constant entre l'abondance initiale en hélium et la métallicité (fixé à $Y_{ini}/Z = 1,4$ pour reproduire les valeurs solaires). De plus, ce code utilise une valeur fixe du paramètre α_{MLT} contrôlant la convection. En revanche, il inclut la diffusion éléments lourds tandis que AMP ne considère que la diffusion de l'hélium. On constate que les âges et les masses issues des deux codes sont compatibles (voir Figure 5.2). Tous les résultats présentés dans la suite de cette section ne sont que très peu modifiés si les paramètres stellaires issus de BASTA sont utilisés à la place de ceux de AMP.

Voyons à présent comment les résultats pour ces deux échantillons s'interprètent du point de vue de la gyrochronologie.

5.1.2 Des populations aux comportements similaires

Planet or not planet : that is the question ?

La question qui est posée ici est de savoir si les étoiles à planètes de notre échantillon ont une évolution rotationnelle différente due à la présence de leurs compagnons. Nous verrons dans un premier temps les facteurs qui peuvent suggérer une telle différence avant de détailler les résultats de nos mesures de périodes de rotation. Enfin, nous étudierons les interactions de marée entre les étoiles et leurs planètes pour estimer l'influence de ces dernières en terme de transfert de moment cinétique.

5.1.2.1 Une rotation modifiée par les planètes ?

Les planètes peuvent-elles modifier la rotation de leur étoile hôte ? Cette question est tout-à-fait légitime dans la mesure où les planètes et les étoiles partagent une histoire commune et

TABLE 5.1: Paramètres stellaires des étoiles KOI et de l'échantillon de contrôle. Pour l'échantillon de contrôle, les paramètres des étoiles indiquées par un astérisque * proviennent de [Mathur et al. \(2012\)](#) et ceux des autres étoiles de [Metcalfe et al. \(2014\)](#). Les paramètres de 16CygA & B proviennent de [Davies et al. \(2014\)](#).

label	KIC	paramètres observés			paramètres déduits		
		$\Delta\nu$ [μHz]	T_{eff} [K]	P_{rot} [jours]	Masse [M_{\odot}]	Rayon [R_{\odot}]	Âge [10^9 ans]
0	3632418	60.86 ± 0.55	6131 ± 44	12.50 ± 1.18	1.27 ± 0.03	1.84 ± 0.02	3.31 ± 0.33
1	5866724	89.56 ± 0.48	6169 ± 50	7.89 ± 0.68	1.27 ± 0.06	1.41 ± 0.02	2.06 ± 0.43
2	6196457	66.60 ± 1.10	5871 ± 94	16.42 ± 1.22	1.23 ± 0.04	1.73 ± 0.02	5.51 ± 0.32
3	6521045	77.00 ± 1.10	5825 ± 75	25.34 ± 2.78	1.04 ± 0.02	1.47 ± 0.01	6.24 ± 0.64
4	8349582	83.60 ± 1.40	5699 ± 74	51.02 ± 1.45	1.19 ± 0.04	1.47 ± 0.05	7.93 ± 0.62
5	9592705	53.54 ± 0.32	6174 ± 92	13.41 ± 1.11	1.40 ± 0.05	2.07 ± 0.02	2.61 ± 0.38
6	9955598	153.18 ± 0.14	5460 ± 75	34.75 ± 6.31	0.96 ± 0.03	0.91 ± 0.01	6.43 ± 0.40
7	10586004	69.20 ± 1.40	5770 ± 83	29.79 ± 1.02	1.16 ± 0.05	1.64 ± 0.02	6.35 ± 1.03
8	10963065	103.20 ± 0.63	6104 ± 74	12.38 ± 1.22	1.07 ± 0.03	1.22 ± 0.01	4.36 ± 0.29
9	11401755	67.90 ± 1.20	5911 ± 66	17.04 ± 0.98	1.03 ± 0.07	1.60 ± 0.04	5.85 ± 1.37
10	11807274	75.71 ± 0.31	6225 ± 75	7.71 ± 0.66	1.22 ± 0.05	1.56 ± 0.02	2.34 ± 0.32
A	16CygA	103.40 ± 0.20	5825 ± 50	23.80 ± 1.80	1.11 ± 0.02	1.24 ± 0.01	6.80 ± 0.40
B	16CygB	116.50 ± 0.30	5750 ± 50	23.20 ± 6.00	1.07 ± 0.02	1.13 ± 0.01	6.80 ± 0.40
C	3427720	119.90 ± 2.00	6040 ± 84	13.94 ± 2.15	1.13 ± 0.04	1.13 ± 0.01	2.23 ± 0.17
D	3656476*	93.30 ± 1.30	5710 ± 84	31.67 ± 3.53	1.09 ± 0.01	1.32 ± 0.03	7.71 ± 0.22
E	5184732*	95.70 ± 1.30	5840 ± 84	19.79 ± 2.43	1.25 ± 0.01	1.36 ± 0.01	3.98 ± 0.11
F	6116048	100.90 ± 1.40	5935 ± 84	17.26 ± 1.96	1.01 ± 0.03	1.22 ± 0.01	6.23 ± 0.37
G	7680114*	85.10 ± 1.30	5855 ± 84	26.31 ± 1.86	1.19 ± 0.01	1.45 ± 0.03	5.92 ± 0.20
H	7871531	153.30 ± 3.60	5400 ± 84	33.72 ± 2.60	0.84 ± 0.02	0.87 ± 0.01	9.15 ± 0.47
I	8006161	149.30 ± 1.80	5390 ± 84	29.79 ± 3.09	1.04 ± 0.02	0.95 ± 0.01	5.04 ± 0.17
J	8228742	61.80 ± 0.60	6042 ± 84	20.23 ± 2.16	1.27 ± 0.02	1.81 ± 0.01	3.84 ± 0.29
K	9098294	108.80 ± 1.70	5840 ± 84	19.79 ± 1.33	1.00 ± 0.03	1.15 ± 0.01	7.28 ± 0.51
L	9139151	117.20 ± 2.10	6125 ± 84	10.96 ± 2.22	1.14 ± 0.03	1.15 ± 0.01	1.71 ± 0.19
M	10454113	103.80 ± 1.30	6120 ± 84	14.61 ± 1.09	1.19 ± 0.04	1.25 ± 0.01	2.03 ± 0.29
N	10644253	123.60 ± 2.70	6030 ± 84	10.91 ± 0.87	1.13 ± 0.05	1.11 ± 0.02	1.07 ± 0.25
O	11244118	71.30 ± 0.90	5745 ± 84	23.17 ± 3.89	1.10 ± 0.05	1.59 ± 0.03	6.43 ± 0.58
P	12258514	74.80 ± 0.80	5990 ± 84	15.00 ± 1.84	1.19 ± 0.03	1.57 ± 0.01	4.03 ± 0.32

peuvent être liées par différents phénomènes comme des interactions magnétiques ([Strugarek et al., 2014](#)) ou encore des effets de marée (voir [Bolmont et al., 2012](#); [Mathis & Remus, 2013](#)). Ces connexions entre étoiles et planètes sont susceptibles de mener à des transferts de moment cinétique entre les deux corps, par exemple en puisant dans le moment orbital de la planète pour augmenter le moment cinétique stellaire. Néanmoins, les travaux théoriques cités précédemment semblent indiquer que ces transferts de moment cinétique ne peuvent être notables que dans le cas de planètes massives proches d'une étoile hôte de faible masse (typiquement de type M). En réalité, plus le rapport entre les masses stellaire et planétaire est proche de l'unité plus les transferts de moment cinétique peuvent être importants.

La rotation des étoiles KOI est donc un sujet d'étude intéressant de manière à tester les prédictions théoriques. Des mesures de périodes de rotation sur l'ensemble des étoiles KOI ont été réalisées par [McQuillan et al. \(2013b\)](#). De manière étonnante, ils ont constaté un faible taux de planètes à courtes périodes orbitales autour d'étoiles en rotation rapide. Pour expliquer cela, [Lanza & Shkolnik \(2014\)](#) ont suggéré que les planètes proches ont nécessairement migré depuis une orbite plus grande à cause d'interactions avec d'autres planètes du même système et d'effets de marée avec leur étoile hôte. Ce processus étant long, seules les étoiles âgées (et donc tournant moins vite car ayant été freinées) pourraient avoir des planètes à courtes périodes orbitales. [Teitler & Königl \(2014\)](#) ont quant à eux proposé que de telles planètes seraient nécessairement

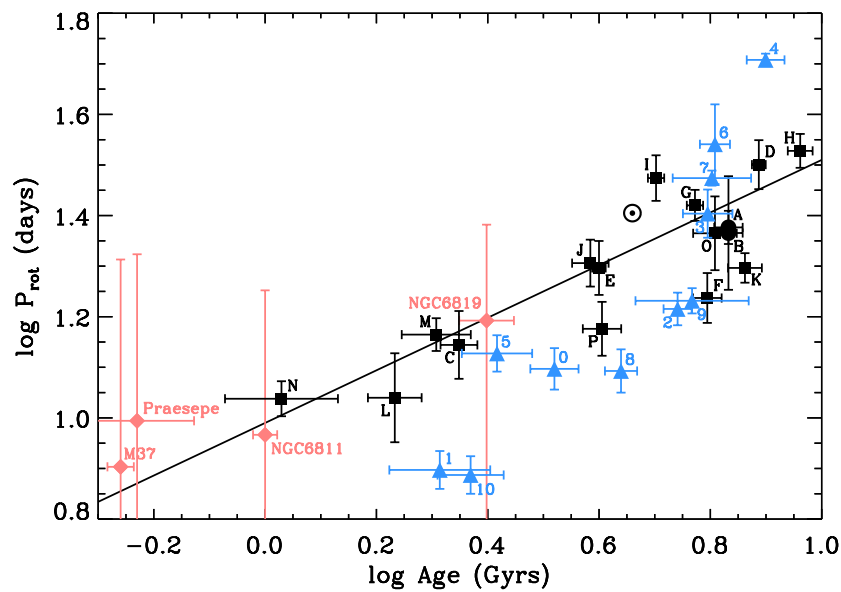


FIGURE 5.3: Diagramme âge-période de rotation pour les KOI (triangles bleus), les étoiles sismiques de contrôle (carrés noirs) et quatre amas (losanges roses). Les labels sont les mêmes que ceux de la Table 5.1. Pour chaque amas, le point correspond à la moyenne des périodes de rotation des étoiles de l’amas tandis que la ligne verticale marque la plage totale de ces périodes de rotation. La ligne noire représente l’ajustement réalisé par [García et al. \(2014a\)](#).

absorbées par leur étoile du fait des effets de marée importants entre les deux corps. Les mesures de [McQuillan et al. \(2013b\)](#) ont été reprises et complétées par [Mazeh et al. \(2015\)](#) qui ont étudié en détail l’amplitude des modulations rotationnelles des KOI par rapport à celles d’étoiles sans planètes détectées. Leurs résultats suggèrent que pour les étoiles froides (3500–6000 K) l’axe de rotation stellaire est aligné avec l’axe de l’orbite planétaire tandis que pour les étoiles chaudes (6000–6500 K), une plus grande obliquité pourrait exister entre ces deux axes. Enfin, [Gonzalez \(2015\)](#) a repris les mesures de [McQuillan et al. \(2014\)](#) et [Mazeh et al. \(2015\)](#) et, en comparant les KOI aux étoiles similaires sans planètes détectées, a suggéré que les étoiles à planètes avaient une rotation plus rapide.

Dans ce contexte, voyons comment se comportent les étoiles pulsantes à planètes étudiées ici. La Figure 5.3 présente la répartition des KOI et des étoiles de l’échantillon de contrôle dans le plan âge-période de rotation. Les positions de quatre amas dont les âges sont bien connus et pour lesquels il existe des mesures précises de périodes de rotation ont également été ajoutées pour enrichir la comparaison. Au vu de ce graphique, il semble que l’évolution suivie par les KOI de notre échantillon est différente de celle des étoiles sans planètes. En effet, la répartition des KOI ne s’accorde pas avec la loi dérivée par [García et al. \(2014a\)](#), représentée en noir.

Mais n’avons-nous pas fait l’impasse sur un paramètre fondamental en gyrochronologie ? Cette représentation en 2 dimensions ne tient pas compte des différentes masses des étoiles considérées. Et nous allons voir dans la partie suivante que cela change tout.

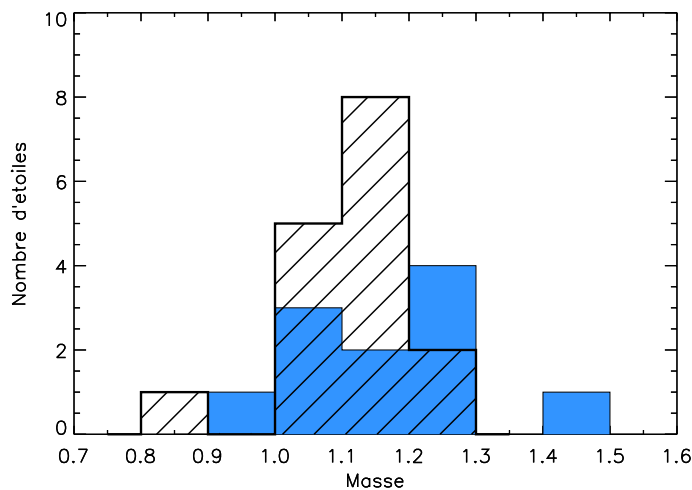


FIGURE 5.4: Histogrammes des masses des KOI (bleu) et des étoiles de contrôle (noir).

5.1.2.2 Une différence qui s'explique par la dépendance en masse

Bien que toutes les étoiles de nos échantillons aient des masses relativement proches, la dispersion de ces masses n'est pas nulle. Comme on peut le constater sur la Figure 5.4, la plupart des masses sont comprises entre 1 et $1,2 M_{\odot}$. Néanmoins, l'étoile la moins massive est de $0,84 M_{\odot}$ tandis que la plus massive atteint les $1,4 M_{\odot}$.

Il est alors logique de scinder la Figure 5.3 en plusieurs gammes de masses. On obtient alors la Figure 5.5. Les lignes en pointillé indiquées sur cette figure marquent les tracés évolutifs d'étoiles de différentes masses calculés par van Saders & Pinsonneault (2013) pour un taux de rotation initial "faible". Il s'agit de limites hautes pour les étoiles de masses équivalentes. On constate alors que les KOI et les étoiles de contrôle sont en bon accord avec les prévisions théoriques de périodes de rotation. Ainsi, les étoiles KOI de notre échantillon ne semblent pas avoir un comportement rotationnel différent de celui des étoiles sans planètes détectées, toutes ces étoiles étant dans un bon accord avec les lois de la gyrochronologie.

Aucune étoile KOI n'étant l'hôte de planète massive de période orbitale courte, ce résultat est en accord avec les prédictions théoriques sur les échanges de moment angulaire étoile-planète. Voyons comment peut se quantifier l'influence des interactions de marée sur ces étoiles.

5.1.2.3 Des interactions de marées de faible influence

Quand on parle d'évolution rotationnelle d'étoiles à planètes, il est intéressant d'étudier leurs interactions de marée. Nous avons donc évalué quantitativement l'influence de ce phénomène sur les systèmes étoile-planète étudiés. Pour ce faire, nous avons suivi la méthode précédemment utilisée par Gizon et al. (2013) et Davies et al. (2014) pour le même type d'étude.

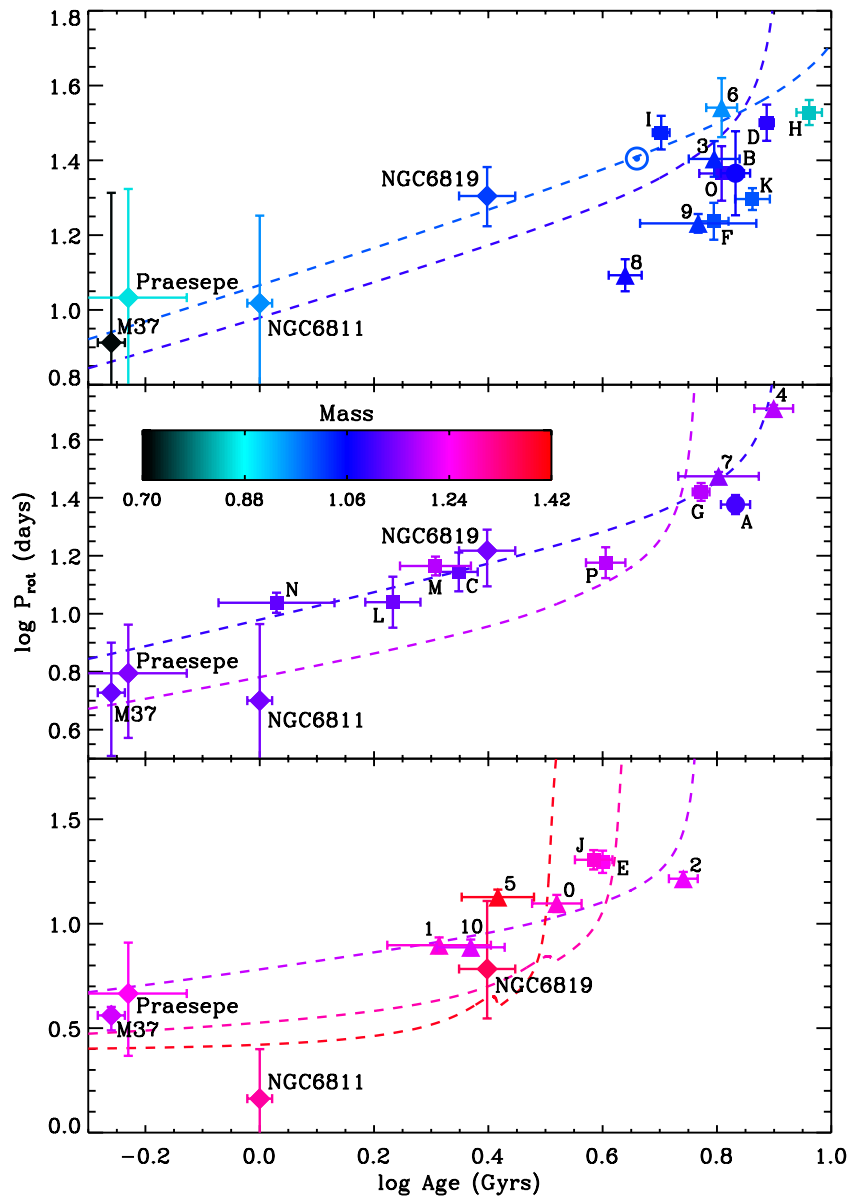


FIGURE 5.5: Diagrammes âge-période de rotation pour les KOI (triangles), les étoiles sismiques de contrôle (carrés) et quatre amas (losanges), pour différentes gammes de masses. **Haut** : $M \leq 1.1M_{\odot}$. **Milieu** : $1.1M_{\odot} < M \leq 1.2M_{\odot}$. **Bas** : $1.2M_{\odot} < M$. Les couleurs correspondent aux masses des étoiles. Pour les amas, les points correspondent à la moyenne des étoiles dans la gamme de masses correspondante et les traits verticaux à la dispersion en périodes de ces étoiles. Les lignes en pointillé indiquent les tracés évolutifs calculés par [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#) pour des étoiles de 1,0 et 1,1 M_{\odot} (haut), 1,1 et 1,2 M_{\odot} (milieu) et 1,2, 1,3 et 1,4 M_{\odot} (bas).

Nous nous sommes intéressés uniquement aux interactions étoile-planète, en considérant chaque couple comme un système isolé et donc en négligeant toute interaction planète-planète ([Laskar et al., 2012](#)). Dans ce cadre de travail, le paramètre important à évaluer est $\alpha \equiv L_{\text{orbite}}/L_{\text{étoile}}$ (voir l'équation (22) de [Hut, 1981](#)), qui évalue le rapport entre les moments angulaires de l'orbite (L_{orbite}) et de l'étoile ($L_{\text{étoile}}$). Comme l'a montré [Hut \(1981, 1980\)](#), ce paramètre détermine l'évolution future du système : si $\alpha > 3$, il tend vers un état d'énergie minimal où l'orbite est

circularisée, les axes rotationnels et orbitaux alignés et les rotations synchronisées ; si $\alpha < 3$, la planète tombe progressivement en spiraland sur l'étoile qui peut acquérir du moment cinétique au cours de ce processus, issu de la diminution du moment orbital.

Nous avons calculé ce paramètre α pour toutes les paires étoile-planète de notre échantillon pour lesquelles il existe une estimation (ou au moins une limite supérieure) de la masse de la planète. Il apparaît que tous les systèmes considérés sont dans le second régime, $\alpha < 3$. Il devient alors important d'estimer le temps caractéristique de chute de la planète sur l'étoile (T_{chute}) ainsi que celui caractérisant l'accélération de l'étoile. Pour cela, nous avons utilisé l'équation (5) de [Levrard et al. \(2009\)](#) (voir également les résultats de [Barker & Ogilvie, 2009](#)) :

$$T_{\text{chute}} \simeq \frac{1}{48} \frac{Q'_{\star}}{n} \left(\frac{a}{R_{\star}} \right)^5 \left(\frac{M_{\star}}{R_p} \right), \quad (5.1)$$

où R_p est le rayon de la planète, $n = 2\pi/T_{\text{orb}}$ est le moyen mouvement de l'orbite planétaire, M_{\star} et R_{\star} sont la masse et le rayon de l'étoile hôte et $Q'_{\star} = Q_{\star}/k_{2,\star}$ est le ratio entre le facteur de qualité de l'étoile lié aux effets de marées Q_{\star} et le nombre de Love de degré 2 $k_{2,\text{bigstar}}$. Pour ce paramètre Q'_{\star} , nous avons utilisé des valeurs typiques de la dissipation de marée dans les étoiles. On trouve alors que seule la planète *Kepler-21b* atteindra la surface de son étoile hôte à cause de sa chute en spirale, les autres planètes seront absorbées directement par leur étoile hôte lors de leur phase de géante rouge, à cause de l'expansion stellaire. Pour tous les systèmes, le temps caractéristique d'accélération de l'étoile est supérieur au temps de vie de l'étoile.

L'ensemble des caractéristiques des systèmes étudiés est résumé dans la Table 5.2, qui donne également les valeurs du paramètre α et du temps de chute T_{chute} . Il ressort de cette étude que la rotation des étoiles KOI de l'échantillon n'a pas pu être modifiée par la présence de planètes peu massives et de périodes orbitales courtes. Ce résultat rejoint les conclusions de [Bolmont et al. \(2012\)](#) qui ont démontré que, pour des étoiles de type solaire, seules des géantes gazeuses extrêmement proches de leur étoile hôte pouvaient influencer sa rotation par effet de marée et ceci, à condition que la dissipation de marée dans l'étoile soit importante.

Précisons tout de même que pour étudier en détails ces systèmes et déterminer précisément leur dynamique et les différents effets de marée présents, il serait nécessaire de prendre en compte les interactions planète-planète et les résonances orbitales correspondantes ([Laskar et al., 2012](#)). Il serait également important d'évaluer l'influence conjointe des marées et du vent stellaire sur le freinage magnétique ([Damiani & Lanza, 2015](#); [Ferraz-Mello et al., 2015](#)) et les éventuelles interactions magnétiques entre l'étoiles et les planètes ([Strugarek et al., 2014](#)).

Toutes ces analyses tendent à montrer que les deux échantillons considérés ici, les KOI et les étoiles de contrôle, n'en forment en réalité qu'un seul, homogène. Il n'est pas non plus exclu que cela s'explique par le fait qu'en réalité toutes ces étoiles possèdent des planètes mais que certaines n'aient pas été détectées, soit à cause d'une sensibilité instrumentale trop faible, soit à cause de problèmes géométriques (la planète n'occultant pas l'étoile). Cette hypothèse s'accorde bien avec les très hauts taux d'occurrence de planètes déduits de missions telles que *CoRoT* et *Kepler* (voir [Silburt et al., 2015](#), ainsi que les références incluses).

TABLE 5.2: Paramètres des planètes des KOI et résultats de l'analyse des interactions de marée.

KIC	réf. KOI	réf. <i>Kepler</i>	$R_{\text{planète}}$ R_{\oplus}	$M_{\text{planète}}$ M_{Jup}	Période jours	Demi-grand axe UA	α	T_{chute} 10^9 ans
3632418	K00975.01	Kepler-21b	1.59	0.033	2.79	0.043	$7.6 \cdot 10^{-3}$	2.17
	K00085.01	Kepler-65c	2.55	0.085	5.86	0.069	$9.1 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
5866724	K00085.02	Kepler-65b	1.50	-	2.15	0.035	-	-
	K00085.03	Kepler-65d	1.76	0.0063	8.13	0.086	$1.0 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00285.01	Kepler-92b	3.58	0.19	13.75	0.119	$4.4 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
6196457	K00285.02	Kepler-92c	2.37	0.018	26.72	0.186	$1.0 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	K00285.03	-	1.99	-	49.36	0.28	-	-
	K00041.01	Kepler-100c	2.28	0.003	12.82	0.110	$8.8 \cdot 10^{-3}$	> 13.8
6521045	K00041.02	Kepler-100b	1.31	0.023	6.89	0.073	$3.0 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00041.03	Kepler-100d	1.50	0.009	35.33	0.216	$1.0 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
8349582	K00122.01	Kepler-95b	3.13	0.041	11.52	0.103	$1.2 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
9592705	K00288.01	-	3.17	-	10.27	0.11	-	-
9955598	K01925.01	Kepler-409b	0.98	0.008	68.96	0.320	$6.5 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
10586004	K00275.01	Kepler-129b	2.30	-	15.79	0.131	-	-
	K00275.02	Kepler-129c	2.40	-	82.20	0.392	-	-
10963065	K01612.01	Kepler-408b	0.70	0.002	2.46	0.037	$9.8 \cdot 10^{-4}$	> 13.8
11401755	K00277.01	Kepler-36c	3.94	0.025	16.23	0.128	$8.4 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00277.02	Kepler-36b	1.48	0.014	13.85	0.116	$3.9 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
11807274	K00262.01	Kepler-50b	1.54	< 0.10	7.81	0.083	$1.3 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	K00262.02	Kepler-50c	1.82	< 0.11	9.38	0.094	$1.8 \cdot 10^{-1}$	> 13.8

Quelque soit l'explication de ces similitudes, il est alors possible d'utiliser l'ensemble de ces étoiles pour contraindre les prédictions de la gyrochronologie, pour une gamme étendue d'âges. C'est ce à quoi nous allons nous employer dans la Section 5.3.

La partie suivante reproduit l'article complet de [Ceillier et al. \(2015b\)](#) soumis au journal *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, dans sa version révisée et ré-envoyée pour relecture, en anglais.

5.2 Article [Ceillier et al. 2015b](#)

Gyroseismochronology of KOIs: do planets break the clock?

T. Ceillier^{1*}, J. van Saders^{2,3,4}, R. A. García^{1,4}, T.S. Metcalfe⁵, O. Creevey^{6,8},
S. Mathis¹, S. Mathur^{5,4}, M.H. Pinsonneault^{7,4}, D. Salabert¹ and J. Tayar^{7,4}

¹Laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS - Univ. Paris Diderot – IRFU/SAP, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

²Carnegie-Princeton Fellow, Carnegie Observatories, 813 Santa Barbara Street, Pasadena, California, 91101 USA

³Department of Astrophysical Sciences, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

⁴Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, CA 93106-4030, USA

⁵Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, Colorado 80301 USA

⁶Laboratoire Lagrange, Université de Nice Sophia-Antipolis, UMR 7293, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice, France

⁷Department of Astronomy, The Ohio State University, Columbus, Ohio 43210, USA

⁸Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, UMR 8617, CNRS, Batiment 121, 91405 Orsay Cedex, France

Accepted — Received —

ABSTRACT

One of the most difficult properties to derive for stars is their age. For **young and intermediate** cool main-sequence stars, the age can be estimated from their rotation period, using gyrochronology **relations calibrated with stars belonging to clusters. However, planets could influence the rotational history of their host star. In this work** we study the rotational behaviour of known *Kepler* planet-hosting field stars (Kepler Objects of Interest, or KOIs) for which pulsations have been measured to determine if it differs from the rotational evolution of **other main-sequence field stars without detected planets. We use *Kepler* photometric light curves to derive the stellar surface rotation periods. Ages are obtained with asteroseismology (seismochronology) using the Asteroseismic Modeling Portal in which individual mode frequencies are combined with high-resolution spectroscopic parameters.** We then examine the rotation period-age relationship for the KOIs. We determine surface rotation periods and ages (all over 2 Gyrs) for 11 planet-hosting stars. We find that the planet-hosting stars exhibit a rotational behaviour that is consistent, given their respective masses, with the latest **age-rotation models found in the literature and calibrated with asteroseismology using the same methodology.** Our work highlights the importance of considering composition, mass, and evolutionary state when interpreting rotation-age relationships.

Key words: stars: oscillations – stars: rotation – stars: evolution – planet-star interactions

1 INTRODUCTION

Empirical evidence (Skumanich 1972) and theoretical expectation (Weber & Davis 1967; Schatzman 1962) established early on that rotation and age should be related in cool main sequence stars: stars with thick convective envelopes and magnetic fields lose angular momentum in magnetized stellar winds. Because ages are among the most difficult of stellar properties to measure, while period measurements are more straightforward, a calibrated rotation period-age relationship can provide a powerful stellar diagnostic.

These “gyrochronology” relationships (Barnes 2003, 2007; Mamajek & Hillenbrand 2008; Barnes & Kim 2010; Meibom et al. 2009, 2015a) are generally calibrated on young open clusters where the stellar ages and masses are comparatively well determined. These calibrations have historically suffered from a dearth of calibrators at ages older than the Sun. **The recent measurements of rotation periods for the open clusters NGC 6811 (1 Gyr) by**

Meibom et al. (2011) and NGC 6819 (2.5 Gyr) by Meibom et al. (2015b) have made it possible to extend the validity of these relations toward intermediate ages. However, the Sun often remains the only primary calibrating point for old field stars. The time-domain nature of the *Kepler* satellite (Borucki et al. 2010) provides access to seismically inferred stellar ages and surface rotation periods for old field stars, which is a major advance for gyrochronology. Asteroseismology is sensitive to the changes in the structure of a star throughout its evolution, and thus provides an independent measure of the stellar age. Surface rotation rates can be extracted from the modulation of the stellar light curves due to the rotation of starspots across the disk of the star, and with space data this is possible even for low-amplitude and long-period signals. Rotation periods have been extracted for large samples of *Kepler* field stars (McQuillan et al. 2013a; Nielsen et al. 2013; Reinhold et al. 2013; McQuillan et al. 2014), as well as for the KOIs (Walkowicz & Basri 2013; McQuillan et al. 2013b), and asteroseismic dwarfs (García et al. 2014a).

However, it is not clear that this period-age relationship should

* E-mail: tugdual.ceillier@cea.fr (TC); jlvansaders@gmail.com (JvS)

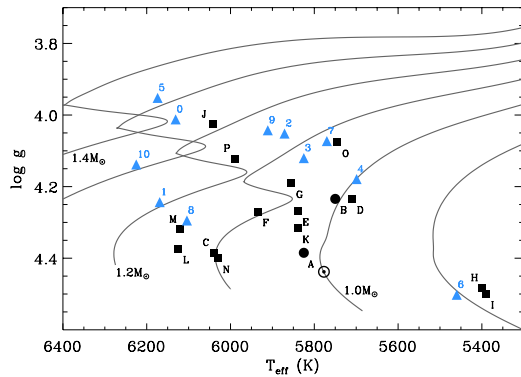
2 *T. Ceillier et al.*

Figure 1. HR diagram showing the natural logarithm of the surface gravity versus the effective temperature T_{eff} . Squares correspond to the stars from García et al. (2014a), circles are 16Cyg A & B from Davies et al. (2015), and blue triangles correspond to the KOIs analysed in this work. Black lines are evolutionary tracks calculated with the ASTEC code (Christensen-Dalsgaard 2008a) for a range of masses at solar composition ($[Z/X]_{\odot} = 0.0246$). The Sun is indicated by the \odot symbol.

hold in the case of exoplanet host stars. The frequency and conditions under which there are star-planet interactions remains a topic of active debate. Baliunas et al. (1997) reported a periodicity in Ca H & K measurements in τ Boo that matched the planetary orbital period. Pont (2009) found tentative empirical evidence that tidal star-planet interactions may spin up planet hosts. Other studies have focused on the magnetic interaction of planets and host stars (Lanza 2010; Poppenhaeger & Wolk 2014) and spin-up from planet ingestion (Zhang & Penev 2014). Interactions with a companion that are sufficient to alter the surface rotation period of the star will break the rotational clock and provide misleading gyrochronological ages. Walkowicz & Basri (2013), McQuillan et al. (2013b) and Paz-Chinchón et al. (2015) examined the rotation periods of KOIs, but without the benefit of precise ages they could not address this issue. The asteroseismic KOIs provide a unique window into the coevolution of stars and planets: here we can distinguish between rotation rates that are linked to the ageing process and those that have been altered by interaction.

In this paper we present rotation periods and ages for a sample of KOIs. In section 2 we describe our methods, both the extraction of the periods from the *Kepler* photometry and determination of asteroseismic ages. In Section 3 we compare the KOIs to stars that are not known to harbour planets, and show that although they occupy a different region on the period-age diagram than the control sample, the apparent discrepancy is due simply to a different stellar mass distribution in the KOI sample. In Section 4 we provide our conclusions.

2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

The stars we study are known planet-hosting stars from the *Kepler* mission, also known as KOIs. Only 27 of these stars also have accurate asteroseismic measurements allowing for the determination of a precise age (see Silva Aguirre et al. 2015, for more details). From the 27 KOIs of this initial sample, we are able to extract a surface

rotation period for 11 stars. **With the exception of KIC 9592705, which still has the status of “candidate”, all the rest of the KOIs have confirmed planets and none of them are found to be part of binary systems in the *Kepler* Eclipsing Binary Catalog¹.** The characteristics of these 11 KOIs are summarised in Table 1 (labelled 0 to 10). **Their positions on the HR diagram are indicated as blue triangles in Fig. 1, where the $\log g$ values has been determined asteroseismically.**

This sample of KOIs contains five single-planet systems, three 2-planet systems, and three 3-planet systems. These planets’ radii range from 0.7 to 3.94 R_{\oplus} and their semi-major axes range from 0.035 to 0.392 AU. There are therefore no hot Jupiters in our sample. All the planetary parameters can be found at the *Kepler* KOI archive (<http://archive.stsci.edu/kepler/koi/search.php>).

In this work we use high-precision photometry obtained by the planet-hunter *Kepler* mission (Borucki et al. 2010). For the extraction of the surface rotation rate, we use *Kepler* long-cadence data from quarter 0 to quarter 17 for the selected targets, cadenced at 29.4244 min (Haas et al. 2010). To detect accurate rotation periods, we need light curves that are corrected from any low-frequency instrumental drift and with all quarters well-concatenated. Hence, we extracted our own aperture photometry from the so-called pixel-data files (Mathur, Bloemen, García et al. in preparation) that are interpolated (García et al. 2014b; Pires et al. 2015), and we correct outliers, jumps, and drifts following the procedures described in García et al. (2011). The time series thus obtained are usually denoted as KADACS (*Kepler* Asteroseismic Data Analysis and Calibration Software) light curves. These light curves are then high-pass filtered using two different triangular smoothing functions with cut-off periods of 30 and 55 days (100% of the signal is preserved for periods shorter than 30 and 55 days, and then it smoothly attenuates to zero at double periods of 60 and 110 days). The second filter, which produces noisier light curves, is dedicated to finding longer rotational periods, typically over 25 days, that can produce modulations at shorter periods in the 30d-filtered light curves. A final dataset with a longer 80 day cut-off is used to ensure that there are no longer harmonics of the signals found in the other two filters. As we are dealing with stars harboring planets, the transits are removed by folding the time series according to the orbital period of the planets and then filtering them.

The detection of rotation is achieved following García et al. (2014a). The wavelet decomposition (e.g. Torrence & Compo 1998; Mathur et al. 2010) and autocorrelation function (ACF, see McQuillan et al. 2013a) are calculated for each star (on both 30d and 55d filtered light curves) and a period is returned for each method. We also compute the so-called Composite Spectrum (CS, Ceillier et al., in prep.), which is the product of the ACF with the normalised GWPS (Global Wavelets Power Spectrum, see García et al. 2014a). This CS is very sensitive to periods appearing in both methodologies and it is a powerful diagnostic tool. For an example of these different tools, see Fig. 7 of Aigrain et al. (2015). The 6 different periods returned by the different methods and datasets are then compared automatically. This methodology, evaluated using one thousand simulated light curves, shows a high reliability with only around 5% of false positives (Aigrain et al. 2015). A final visual inspection is performed as the number of stars considered in the analysis is small. A single rotation period P_{rot} is then returned for each star in which a clear modulation attributed to spots crossing the disk of the star is visible. Only six stars from

¹ <http://keplerebs.villanova.edu>

our sample (KIC 3632418, 5866724, 6521045, 9592705, 10963065 and 11807274) have been previously analysed by McQuillan et al. (2013b). The rotational periods they derive agree very well with the ones we provide here. A few KOI systems are close to a resonance ratio for $P_{\text{orbital}}/P_{\text{rot}}$, but we would expect to see the same or higher frequency of stars and planets with commensurate periods (within the errors) $\sim 30\%$ of the time if we randomly drew planetary orbital periods from the ~ 4000 KOIs, suggesting that these resonances are probably by chance only.

We determine the properties of the KOI sample using the frequencies and spectroscopic properties as given in Davies et al. (submitted) as input to the Asteroseismic Modeling Portal (AMP, Metcalfe et al. 2009; Woitaszek et al. 2009) in the same configuration as described for the KASC (*Kepler* Asteroseismic Science Consortium) sample in Metcalfe et al. (2014). In summary, AMP uses a parallel genetic algorithm (GA, Metcalfe & Charbonneau 2003) to optimize the match between stellar model output and the available set of observational constraints. The evolution models are produced with the Aarhus stellar evolution code (ASTEC, Christensen-Dalsgaard 2008b), and the oscillation frequencies are calculated with the Aarhus adiabatic pulsation code (ADIPLS, Christensen-Dalsgaard 2008a). The five adjustable model parameters include the mass (M), age (t), composition (Z and Y_i), and mixing-length (α). The oscillation frequencies and other properties of each model are compared to four sets of observational constraints, including: the individual frequencies corrected for surface effects following the empirical prescription of Kjeldsen et al. (2008), the two sets of frequency ratios r_{02} and r_{010} defined by Roxburgh & Vorontsov (2003), and the available spectroscopic constraints. A normalized χ^2 is calculated for each set of constraints, and the GA attempts to minimize the mean of the four χ^2 values. This allows the various asteroseismic quality metrics to be traded off against each other, while ensuring that the numerous frequencies and ratios do not overwhelm the relatively few spectroscopic constraints.

The errors are determined by scaling the Jacobian matrix evaluated at the selected best model by a value that is calculated by using information from the full distribution of the models generated by AMP ($> 10,000$ models for each star, Metcalfe et al. 2014). The uncertainties are thus more realistic as they account for the correlations between model properties such as mixing-length parameter and initial helium abundance (see Silva Aguirre et al. 2015, for a comparison between AMP uncertainties and those evaluated by other methods). We would also like to stress that our conclusions are the same when asteroseismic ages are computed using the BASTA code (Silva Aguirre et al. 2015).

Using individual frequencies and ratios information from asteroseismic data leads to much higher precision in the determination of the stellar properties compared to those obtained using only global seismic quantities (e.g. Lebreton & Goupil 2012). In this later case, only four or five independent observables are used to build the model (e.g. Chaplin et al. 2014). In particular, the individual frequencies and ratios better constrain the internal structure of the star, and thus yield a better determination of the evolution state or its age.

Gyrochronology of KOIs 3

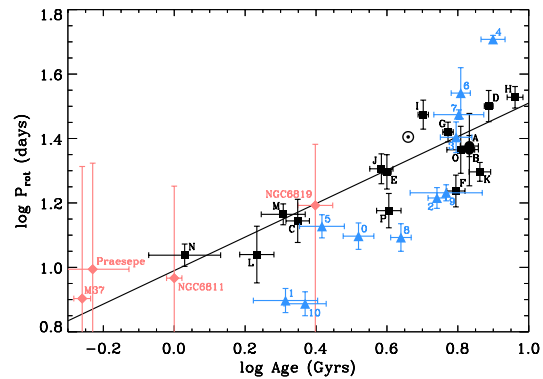


Figure 2. Rotation periods, P_{rot} , as a function of asteroseismic ages in a log-log space. Symbols are as in Fig. 1. The black line is the Skumanich law fit from García et al. (2014a), using squares and circles. **Magenta diamonds represent the mean values of the stars in clusters M37, Praespepe, NGC6811, and NGC6819.** The vertical magenta lines correspond to the spread in rotation periods of the stars in the cluster.

3 GYROSEISMOCHRONOLOGY OF STARS HARBORING PLANETS.

3.1 Rotation period-age relationships

To evaluate the rotational behaviour of these KOIs, we compare them with a control sample of cool main-sequence dwarfs without any known planetary companions. This sample is composed of the 14 stars (black squares on Fig. 1) from García et al. (2014a) – with precise asteroseismic ages from Metcalfe et al. (2014) for 11 of the stars and Mathur et al. (2012) for the remaining 3 – and of 16 Cygnus A & B (the black circles in Fig. 1) studied by Davies et al. (2015). The rotation period for these two last stars are taken from the rotational splittings of their p modes and not from the modulation of their light curve due to spots. These splittings are mostly sensitive to the outer part of the star, but also contain a small contribution from the radiative interior. The derived P_{rot} of 16Cyg A & B should thus be taken as upper limits only. The characteristics of all the stars of the control sample are summarised in Table 1. **As for the KOIs, none of these stars have been found to be part of a binary or a multiple system. In the case of 16Cyg A & B, it is a very wide binary which does not seem to affect their rotational history (Davies et al. 2015).**

Fig. 2 presents the repartition of the KOIs and the stars of the control sample in the P_{rot} -age space (same symbols as Fig. 1). Due to the influence of magnetic braking and structural evolution, the rotation period becomes longer with time. There is an apparent discrepancy between the slopes and intercepts of the period-age relationships in the two samples. It is important to note that the fit in García et al. (2014a) was performed on stars with a narrow mass range around solar, and therefore should not be applied to all the stars without considering mass and evolutionary state. More massive stars have shallower convective envelopes, so the efficiency of the magnetic braking diminishes, and we expect to observe more rapid rotation (see van Saders & Pinsonneault 2013, for more details). As can be seen in Fig. 3, the KOIs (blue) have higher masses on average than the control sample.

Fig. 4 divides Fig. 2 into three different panels to take into ac-

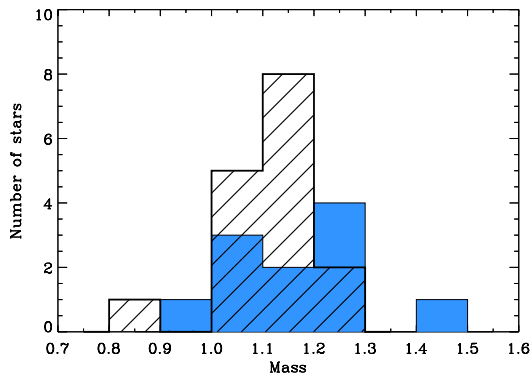
4 *T. Ceillier et al.*

Figure 3. Histograms of the asteroseismic mass for the control sample (black, striped) and the stars harboring planets (blue).

count the masses of the stars considered. The symbols are the same as Fig. 1 but the colors correspond to the mass of the stars. The stars of both samples (KOI and control) are divided into three mass ranges: $M \leq 1.1M_{\odot}$, $1.1M_{\odot} < M \leq 1.2M_{\odot}$ and $1.2M_{\odot} < M$. One easily sees that all stars within the same mass range actually behave the same way. In fact, all these stars are in good agreement with the overlaid “slow launch” evolutionary tracks from van Saders & Pinsonneault (2013). Therefore, the KOIs and the stars from the seismic control sample do not show different rotational behaviour.

3.2 Tidal analysis of KOIs

In the context of the study of the rotational evolution of KOIs, it is also interesting to study their tidal interactions with their planetary companions. To perform this study, we follow the successful method used in Gizon et al. (2013) and Davies et al. (2015) for the analysis of star-planet tidal interactions.

First, we consider all binary interactions between KOIs and their planet(s) ignoring planet-planet interactions in the case of multiple systems. In this framework, the key parameter to evaluate is $\alpha \equiv L_{\text{orb}}/L_{\star}$ (see Eq. 22 in Hut 1981), which evaluates the ratio between the respective angular momentum contained in the orbit (L_{orb}) and in the host star (L_{\star}). As demonstrated by Hut (1980, 1981), this parameter determines the final state of a system in the case of binary interactions. If $\alpha > 3$, it tends to a minimal energy state where orbits are circularized and spins are aligned and synchronized. If $\alpha < 3$, planets spiral towards their host star that may be spin-up because of the transfer of the orbital momentum to the star during the merger phase. We calculate this parameter for the star-planet pairs for which a mass (or at least an upper limit) has been derived for the planet. We find that all these systems are in the second regime ($\alpha < 3$). Therefore, it is important to compute the characteristic time needed for the planet to spiral onto its host star and the one for the corresponding stellar spin-up. Using Eq. 5 in Levrard et al. (2009) (see also results obtained in Barker & Ogilvie 2009) and using typical values for tidal dissipation in stars and in low-mass planets, we then obtain that only *Kepler-21b* will reach the surface of its host star because of the tidal spiraling while the others will be directly engulfed by their star

during the red giant phase. For all stars, the characteristic time for the potential spin-up is longer than the life-time of the stars. The characteristics of the systems used for these calculations and the values of α and the spiraling times are summarised in Table 2. As a conclusion, these KOIs’ rotational history should not be modified by the presence of short-period low-mass planets. This is consistent with the conclusions obtained by Bolmont et al. (2012) who demonstrated that for Sun-like stars, only extremely close gas giants orbiting highly dissipative stars impact their rotational history.

To conclude, we note that to have a complete picture of the dynamics/stability of multiple KOI systems, it would be necessary to take into account planet-planet interactions and the corresponding resonances (e.g. Laskar et al. 2012). It would be also important to evaluate the impact of the extraction of angular momentum from the star by stellar winds (Damiani & Lanza 2015) and magnetic star-planet interactions (Strugarek et al. 2014).

4 CONCLUSIONS

We study a sample of 11 pulsating KOIs with precise asteroseismic ages (> 2 Gyrs) and robust surface rotation periods and compare them with a control sample of pulsating stars without known planets. From this comparison, we show that the seemingly different behaviour of the two populations can be explained by the different mass distribution of the two samples. We suggest two possible explanations for the agreement between stars with and without observed planets. The first is that the presence of small planets does not affect the rotational evolution of the host star. Indeed, for our set of stars harboring planets and neglecting planet-planet interactions, the characteristic time for the potential spin-up is longer than the life-time of the stars. This result agrees well with the work of Bolmont et al. (2012) who showed that only close giant planets should influence the rotation of Sun-like stars. Alternatively, it may be the case that nearly all stars in our samples host planets, but only a subset have detectable planets due to instrumental sensitivity or geometrical configurations. In this case, both the KOIs and control stars are drawn from the same underlying distribution, and we would not expect to see a difference in the rotational behaviour. This would be consistent with the very high planet occurrence deduced from missions like CoRoT and *Kepler* (Silburt et al. 2015, and references therein).

Our work, where we combine asteroseismic ages, detection of surface rotation and gyrochronology into what we call “Gyroseismochronology”, demonstrates that the gyrochronology relations hold relatively well for the cool main-sequence stars of our samples, with or without detected planets. With the recent detection of surface rotation periods for a large number of stars (McQuillan et al. 2013b; Nielsen et al. 2013), this opens the possibility to estimate the ages of a vast number of stars in a robust way. This could also have significant implications for the behaviour of subgiants and red giants and give constraints for the problematic lack of transport of angular momentum in stars (e.g. Tayar & Pinsonneault 2013; Goupil et al. 2013; Marques et al. 2013; Ceillier et al. 2013).

Gyrochronology of KOIs 5

Table 1. Stellar parameters. Numbers correspond to KOIs and letters to stars from the seismic control sample. In the control sample, stars indicated by a * are from Mathur et al. (2012), others from Metcalfe et al. (2014). 16CygA & B are from Davies et al. (2015).

# star	KIC	observed			inferred		
		$\Delta\nu$ [μHz]	T_{eff} [K]	P_{rot} [days]	Mass [M_{\odot}]	Radius [R_{\odot}]	Age [Gyr]
0	3632418	60.86 ± 0.55	6131 ± 44	12.50 ± 1.18	1.27 ± 0.03	1.84 ± 0.02	3.31 ± 0.33
1	5866724	89.56 ± 0.48	6169 ± 50	7.89 ± 0.68	1.27 ± 0.06	1.41 ± 0.02	2.06 ± 0.43
2	6196457	66.60 ± 1.10	5871 ± 94	16.42 ± 1.22	1.23 ± 0.04	1.73 ± 0.02	5.51 ± 0.32
3	6521045	77.00 ± 1.10	5825 ± 75	25.34 ± 2.78	1.04 ± 0.02	1.47 ± 0.01	6.24 ± 0.64
4	8349582	83.60 ± 1.40	5699 ± 74	51.02 ± 1.45	1.19 ± 0.04	1.47 ± 0.05	7.93 ± 0.62
5	9592705	53.54 ± 0.32	6174 ± 92	13.41 ± 1.11	1.40 ± 0.05	2.07 ± 0.02	2.61 ± 0.38
6	9955598	153.18 ± 0.14	5460 ± 75	34.75 ± 6.31	0.96 ± 0.03	0.91 ± 0.01	6.43 ± 0.40
7	10586004	69.20 ± 1.40	5770 ± 83	29.79 ± 1.02	1.16 ± 0.05	1.64 ± 0.02	6.35 ± 1.03
8	10963065	103.20 ± 0.63	6104 ± 74	12.38 ± 1.22	1.07 ± 0.03	1.22 ± 0.01	4.36 ± 0.29
9	11401755	67.90 ± 1.20	5911 ± 66	17.04 ± 0.98	1.03 ± 0.07	1.60 ± 0.04	5.85 ± 1.37
10	11807274	75.71 ± 0.31	6225 ± 75	7.71 ± 0.66	1.22 ± 0.05	1.56 ± 0.02	2.34 ± 0.32
A	16CygA	103.40 ± 0.20	5825 ± 50	23.80 ± 1.80	1.11 ± 0.02	1.24 ± 0.01	6.80 ± 0.40
B	16CygB	116.50 ± 0.30	5750 ± 50	23.20 ± 6.00	1.07 ± 0.02	1.13 ± 0.01	6.80 ± 0.40
C	3427720	119.90 ± 2.00	6040 ± 84	13.94 ± 2.15	1.13 ± 0.04	1.13 ± 0.01	2.23 ± 0.17
D	3656476*	93.30 ± 1.30	5710 ± 84	31.67 ± 3.53	1.09 ± 0.01	1.32 ± 0.03	7.71 ± 0.22
E	5184732*	95.70 ± 1.30	5840 ± 84	19.79 ± 2.43	1.25 ± 0.01	1.36 ± 0.01	3.98 ± 0.11
F	6116048	100.90 ± 1.40	5935 ± 84	17.26 ± 1.96	1.01 ± 0.03	1.22 ± 0.01	6.23 ± 0.37
G	7680114*	85.10 ± 1.30	5855 ± 84	26.31 ± 1.86	1.19 ± 0.01	1.45 ± 0.03	5.92 ± 0.20
H	7871531	153.30 ± 3.60	5400 ± 84	33.72 ± 2.60	0.84 ± 0.02	0.87 ± 0.01	9.15 ± 0.47
I	8006161	149.30 ± 1.80	5390 ± 84	29.79 ± 3.09	1.04 ± 0.02	0.95 ± 0.01	5.04 ± 0.17
J	8228742	61.80 ± 0.60	6042 ± 84	20.23 ± 2.16	1.27 ± 0.02	1.81 ± 0.01	3.84 ± 0.29
K	9098294	108.80 ± 1.70	5840 ± 84	19.79 ± 1.33	1.00 ± 0.03	1.15 ± 0.01	7.28 ± 0.51
L	9139151	117.20 ± 2.10	6125 ± 84	10.96 ± 2.22	1.14 ± 0.03	1.15 ± 0.01	1.71 ± 0.19
M	10454113	103.80 ± 1.30	6120 ± 84	14.61 ± 1.09	1.19 ± 0.04	1.25 ± 0.01	2.03 ± 0.29
N	10644253	123.60 ± 2.70	6030 ± 84	10.91 ± 0.87	1.13 ± 0.05	1.11 ± 0.02	1.07 ± 0.25
O	11244118	71.30 ± 0.90	5745 ± 84	23.17 ± 3.89	1.10 ± 0.05	1.59 ± 0.03	6.43 ± 0.58
P	12258514	74.80 ± 0.80	5990 ± 84	15.00 ± 1.84	1.19 ± 0.03	1.57 ± 0.01	4.03 ± 0.32

Table 2. Parameters of the KOIs' planets and results from the tidal analysis.

KIC	KOI name	Kepler name	Planet radius R_{\oplus}	Planet mass M_{Jup}	Period days	Semi-major axis AU	α	Spiraling time Gyr
3632418	K00975.01	Kepler-21b	1.59	0.033	2.79	0.043	$7.6 \cdot 10^{-3}$	2.17
5866724	K00085.01	Kepler-65c	2.55	0.085	5.86	0.069	$9.1 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00085.02	Kepler-65b	1.50	-	2.15	0.035	-	-
	K00085.03	Kepler-65d	1.76	0.0063	8.13	0.086	$1.0 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
6196457	K00285.01	Kepler-92b	3.58	0.19	13.75	0.119	$4.4 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	K00285.02	Kepler-92c	2.37	0.018	26.72	0.186	$1.0 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	K00285.03	-	1.99	-	49.36	0.28	-	-
6521045	K00041.01	Kepler-100c	2.28	0.003	12.82	0.110	$8.8 \cdot 10^{-3}$	> 13.8
	K00041.02	Kepler-100b	1.31	0.023	6.89	0.073	$3.0 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00041.03	Kepler-100d	1.50	0.009	35.33	0.216	$1.0 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
8349582	K00122.01	Kepler-95b	3.13	0.041	11.52	0.103	$1.2 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	9592705	K00288.01	3.17	-	10.27	0.11	-	-
9955598	K01925.01	Kepler-409b	0.98	0.008	68.96	0.320	$6.5 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
10586004	K00275.01	Kepler-129b	2.30	-	15.79	0.131	-	-
	K00275.02	Kepler-129c	2.40	-	82.20	0.392	-	-
10963065	K01612.01	Kepler-408b	0.70	0.002	2.46	0.037	$9.8 \cdot 10^{-4}$	> 13.8
11401755	K00277.01	Kepler-36c	3.94	0.025	16.23	0.128	$8.4 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
	K00277.02	Kepler-36b	1.48	0.014	13.85	0.116	$3.9 \cdot 10^{-2}$	> 13.8
11807274	K00262.01	Kepler-50b	1.54	< 0.10	7.81	0.083	$1.3 \cdot 10^{-1}$	> 13.8
	K00262.02	Kepler-50c	1.82	< 0.11	9.38	0.094	$1.8 \cdot 10^{-1}$	> 13.8

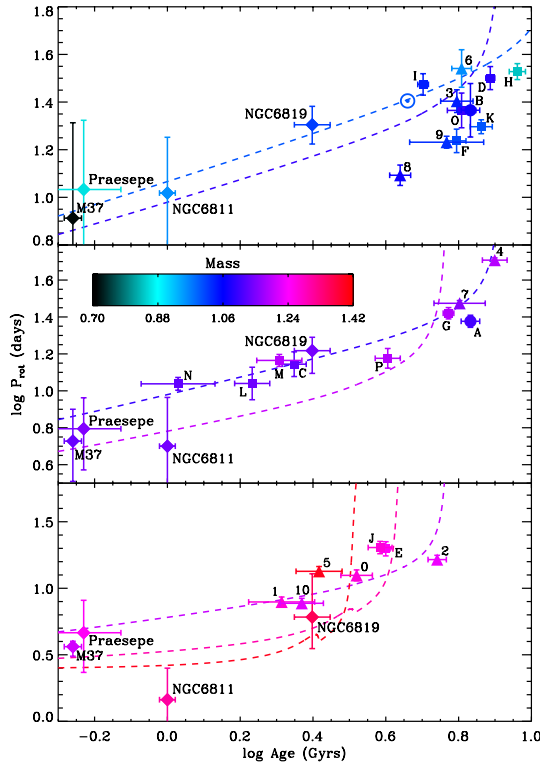
6 *T. Ceillier et al.*

Figure 4. Rotation periods, P_{rot} , as a function of asteroseismic ages in a log-log space, for different mass ranges. Top panel: stars with $M \leq 1.1 M_{\odot}$. Middle panel: stars with $1.1 M_{\odot} < M \leq 1.2 M_{\odot}$. Bottom panel: stars with $1.2 M_{\odot} < M$. Symbols are the same as in Fig. 1. Colors correspond to the mass of the stars. The colored dashed lines are evolutionary tracks from van Saders & Pinsonneault (2013), for stars of 1.0 and 1.1 M_{\odot} (top), 1.1 and 1.2 M_{\odot} (middle) and 1.2, 1.3, and 1.4 M_{\odot} (bottom). Averaged cluster values are represented by diamonds. As in Fig. 2, the vertical lines represent the spread in rotation periods in the range of masses of each panel.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank the entire *Kepler* team, without whom these results would not be possible. Funding for this Discovery mission is provided by NASA's Science Mission Directorate. Authors acknowledges the KITP staff of UCSB for their hospitality during the research program Galactic Archaeology and Precision Stellar Astrophysics. MHP and JT acknowledge support from NSF grant AST-1411685. TC, DS, and RAG received funding from the CNES GOLF and CoRoT grants at CEA. RAG also acknowledges the ANR (Agence Nationale de la Recherche, France) program IDEE (ANR-12-BS05-0008) "Interaction Des Étoiles et des Exoplanètes". SM acknowledges support from the NASA grant NNX12AE17G. TSM was supported by NASA grant NNX13AE91G.

REFERENCES

- Aigrain S. et al., 2015, *MNRAS*, 450, 3211
 Baliunas S. L., Henry G. W., Donahue R. A., Fekel F. C., Soon W. H., 1997, *ApJ*, 474, L119
 Barker A. J., Ogilvie G. I., 2009, *MNRAS*, 395, 2268
 Barnes S. A., 2003, *ApJ*, 586, 464
 Barnes S. A., 2007, *ApJ*, 669, 1167
 Barnes S. A., Kim Y.-C., 2010, *ApJ*, 721, 675
 Bolmont E., Raymond S. N., Leconte J., Matt S. P., 2012, *A&A*, 544, A124
 Borucki W. J. et al., 2010, *Science*, 327, 977
 Ceillier T., Eggenberger P., García R. A., Mathis S., 2013, *A&A*, 555, A54
 Chaplin W. J. et al., 2014, *ApJS*, 210, 1
 Christensen-Dalsgaard J., 2008a, *Astrophys. Space Sci.*, 316, 113
 Christensen-Dalsgaard J., 2008b, *Astrophys. Space Sci.*, 316, 13
 Damiani C., Lanza A. F., 2015, *A&A*, 574, A39
 Davies G. R. et al., 2015, *MNRAS*, 446, 2959
 García R. A. et al., 2014a, *A&A*, 572, A34
 García R. A. et al., 2011, *MNRAS*, 414, L6
 García R. A. et al., 2014b, *A&A*, 568, A10
 Gizon L. et al., 2013, *Proceedings of the National Academy of Science*, 110, 13267
 Goupil M. J., Mosser B., Marques J. P., Ouazzani R. M., Belkacem K., Lebreton Y., Samadi R., 2013, *A&A*, 549, A75
 Haas M. R. et al., 2010, *ApJ*, 713, L115
 Hut P., 1980, *A&A*, 92, 167
 Hut P., 1981, *ApJ*, 99, 126
 Kjeldsen H., Bedding T. R., Christensen-Dalsgaard J., 2008, *ApJ*, 683, L175
 Lanza A. F., 2010, *A&A*, 512, A77
 Lebreton Y., Goupil M. J., 2012, *A&A*, 544, L13
 Levrard B., Winisdoerffer C., Chabrier G., 2009, *ApJL*, 692, L9
 Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2008, *ApJ*, 687, 1264
 Marques J. P. et al., 2013, *A&A*, 549, A74
 Mathur S. et al., 2010, *A&A*, 511, A46
 Mathur S. et al., 2012, *ApJ*, 749, 152
 McQuillan A., Aigrain S., Mazeh T., 2013a, *MNRAS*, 432, 1203
 McQuillan A., Mazeh T., Aigrain S., 2013b, *ApJ*, 775, L11
 McQuillan A., Mazeh T., Aigrain S., 2014, *ApJS*, 211, 24
 Meibom S. et al., 2011, *ApJ*, 733, L9
 Meibom S., Barnes S. A., Platais I., Gilliland R. L., Latham D. W., Mathieu R. D., 2015a, *Nature*, 517, 589
 Meibom S., Barnes S. A., Platais I., Gilliland R. L., Latham D. W., Mathieu R. D., Kepler Science Team K. S. O. C., 2015b, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 225, American Astronomical Society Meeting Abstracts, p. 449.09
 Meibom S., Mathieu R. D., Stassun K. G., 2009, *ApJ*, 695, 679
 Metcalfe T. S., Charbonneau P., 2003, *Journal of Computational Physics*, 185, 176
 Metcalfe T. S., Creevey O. L., Christensen-Dalsgaard J., 2009, *ApJ*, 699, 373
 Metcalfe T. S. et al., 2014, *ApJS*, 214, 27
 Nielsen M. B., Gizon L., Schunker H., Karoff C., 2013, *A&A*, 557, L10
 Paz-Chinchón F. et al., 2015, *ApJ*, 803, 69
 Pires S., Mathur S., García R. A., Ballot J., Stello D., Sato K., 2015, *A&A*, 574, A18
 Pont F., 2009, *MNRAS*, 396, 1789
 Poppenhaeger K., Wolk S. J., 2014, *A&A*, 565, L1
 Reinhold T., Reiners A., Basri G., 2013, *A&A*, 560, A4

Gyroseismochronology of KOIs 7

- Roxburgh I. W., Vorontsov S. V., 2003, *A&A*, 411, 215
Schatzman E., 1962, *Annales d'Astrophysique*, 25, 18
Silburt A., Gaidos E., Wu Y., 2015, *ApJ*, 799, 180
Silva Aguirre V. et al., 2015, *ArXiv* 1504.07992
Skumanich A., 1972, *ApJ*, 171, 565
Strugarek A., Brun A. S., Matt S. P., Réville V., 2014, *ApJ*, 795, 86
Tayar J., Pinsonneault M. H., 2013, *ApJ*, 775, L1
Torrence C., Compo G. P., 1998, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79, 61
van Saders J. L., Pinsonneault M. H., 2013, *ApJ*, 776, 67
Walkowicz L. M., Basri G. S., 2013, *MNRAS*, 436, 1883
Weber E. J., Davis, Jr. L., 1967, *ApJ*, 148, 217
Woitaszek M., Metcalfe T., Shorrock I., 2009, in *Proceedings of the 5th Grid Computing Environments Workshop*, p. 1-7, p. 1
Zhang M., Penev K., 2014, *ApJ*, 787, 131

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

5.3 Contraindre les lois de gyrochronologie

Nous avons vu dans le début de ce chapitre que les étoiles KOI et les autres étoiles sismiques avaient un comportement rotationnel similaire. Dans cette partie, nous allons tirer partie de ce fait pour utiliser cet échantillon d'étoiles, pour lesquelles il existe des estimations précises de l'âge (Silva Aguirre et al., 2015; Metcalfe et al., 2014; Mathur et al., 2012) et de la rotation (García et al., 2014a; Ceillier et al., 2015b), de manière à évaluer les relations de gyrochronologie sur une large gamme d'âges stellaires.

Un travail ayant un objectif similaire, à savoir contraindre les lois de gyrochronologie pour des âges supérieurs à celui du Soleil, a été réalisé par Angus et al. (2015). L'échantillon qu'ils ont utilisées comprennent des étoiles de clusters (Chevelure de Bérénice et les Hyades), 6 étoiles du champ et l'ensemble des étoiles sismiques dont les périodes de rotation ont été déterminées au Chapitre 4 et présentées par García et al. (2014a). Les conclusions de ce travail montrent que les étoiles sismiques et les étoiles des clusters ne semblent pas suivre les mêmes lois. Cette différence peut néanmoins probablement s'expliquer par l'utilisation des âges estimés par Chaplin et al. (2014), très mal contraints. C'est pourquoi nous nous sommes restreint pour notre études aux étoiles dont l'âge peut être déterminé avec précision.

Nous commencerons par détailler cet échantillon et montrer son intérêt indubitable pour la gyrochronologie. Nous verrons ensuite que les lois classiques ne sont pas capables de reproduire les rotations des étoiles les plus âgées. Enfin, nous présenterons un modèle de freinage magnétique modifié, contrôlé par un paramètre appelé nombre de Rossby, qui permet de reproduire les périodes de rotation de ces vieilles étoiles. Nous aborderons également les implications de ce nouveau modèle sur le pouvoir prédictif de la gyrochronologie. Les résultats présentés ici sont détaillés dans l'article van Saders et al. (2015), inclus Partie 5.4.

5.3.1 Un échantillon sismique unique

Les étoiles utilisées ici réunissent plusieurs conditions. Il existe des mesures de leur métallicité et de leur période de rotation et elles ont fait l'objet d'analyses sismiques détaillées qui permettent de contraindre précisément leur âges (García et al., 2014a; Ceillier et al., 2015b; Silva Aguirre et al., 2015; Metcalfe et al., 2014; Mathur et al., 2012). On obtient ainsi un échantillon de 21 étoiles, mélangeant des étoiles avec et sans planètes.

L'intérêt principal de cet échantillon est qu'il contient des étoiles dont les âges sont supérieurs à celui du Soleil. Or les relations de gyrochronologie sont usuellement calibrées sur des amas jeunes ($< 2,5$ milliards d'année) et le seul Soleil (4,6 milliards d'années). Ces étoiles forment donc un échantillon unique pour tester l'adéquation de ces relations avec la rotation des étoiles âgées. Nous avons restreint cet échantillon aux seules étoiles dont la température effective au début de la séquence principale ($T_{\text{eff,ZAMS}}$), issue des modèles AMP, était inférieure à 6200 K. Ces étoiles subissent en effet un freinage magnétique plus efficace et sont donc plus adaptées aux application gyrochronologiques (voir Chapitre 4).

En tenant compte de toutes ces contraintes, notre échantillon se compose donc de 21 étoiles sismiques, dont 7 KOI et incluant 16CygA & B. Voyons maintenant comment leurs périodes de rotation se comparent aux prédictions de la gyrochronologie.

5.3.2 Une rotation anormale des étoiles évoluées

Pour cet échantillon de 21 étoiles, les âges et les périodes de rotation utilisées ici proviennent directement de travaux antérieurs et ont été obtenus de la même manière que décrit à la Section 5.1 pour les KOI. Les modèles stellaires considérés sont issue de AMP. Cependant, de manière à vérifier que les résultats ne sont pas modifiés par le type de code utilisé, ils ont également été calculés avec le code BASTA. Tout comme lors de l'étude des KOI, les conclusions ne varient pas lorsque l'on change de modèle stellaire.

Nous pouvons alors comparer ces résultats à ce que prédit la gyrochronologie pour ces étoiles. Nous le ferons en deux temps : nous les comparerons aux prédictions d'une loi empirique avant de réaliser le même travail mais pour des prédictions issues de modèles d'évolution stellaire développés pour la gyrochronologie.

5.3.2.1 Comparaison avec une loi empirique

Les périodes prédites par la gyrochronologie sont obtenues en utilisant la relation de [Barnes \(2010\)](#) qui s'exprime de la manière suivante :

$$t = \frac{\tau}{k_C} \ln \left(\frac{P}{P_0} \right) + \frac{k_I}{2\tau} (P^2 - P_0^2) , \quad (5.2)$$

où t est l'âge de l'étoile, τ est le temps de retournement convectif (temps caractéristique de la convection stellaire), P est la période de rotation et P_0 la période de rotation initiale de l'étoile. Les valeurs utilisées pour les constantes sont $k_c = 0.646 \text{ } 10^6 \text{ans} \times \text{jours}^{-1}$, $k_I = 452 \text{ } \text{jours} \times (10^6 \text{ans})^{-1}$ et $P_0 = 1,1 \text{ } \text{jours}$ ([Barnes, 2010](#); [Meibom et al., 2015](#)). Le temps de retournement convectif considéré ici est obtenu à partir de la relation entre τ et T_{eff} proposée par [Meibom et al. \(2015\)](#).

Pour chaque étoile, on réalise 5000 tirages du couple (t, T_{eff}) à partir d'une distribution gaussienne centrée sur les valeurs mesurées de l'âge et de la température effective et dont les variances sont égales aux incertitudes de mesures. La période de rotation prédite est alors déterminée en inversant la relation décrite par l'équation (5.2). Il est important de noter que la relation empirique utilisée ne tient pas compte de l'augmentation du rayon stellaire due à l'évolution de l'étoile, en particulier lorsque celle-ci quitte la séquence principale. Les périodes prédites en fin de séquence principale seront ainsi en général plus courtes que celles déduites de codes d'évolution stellaire, qui prennent naturellement en compte les variations du rayon stellaire.

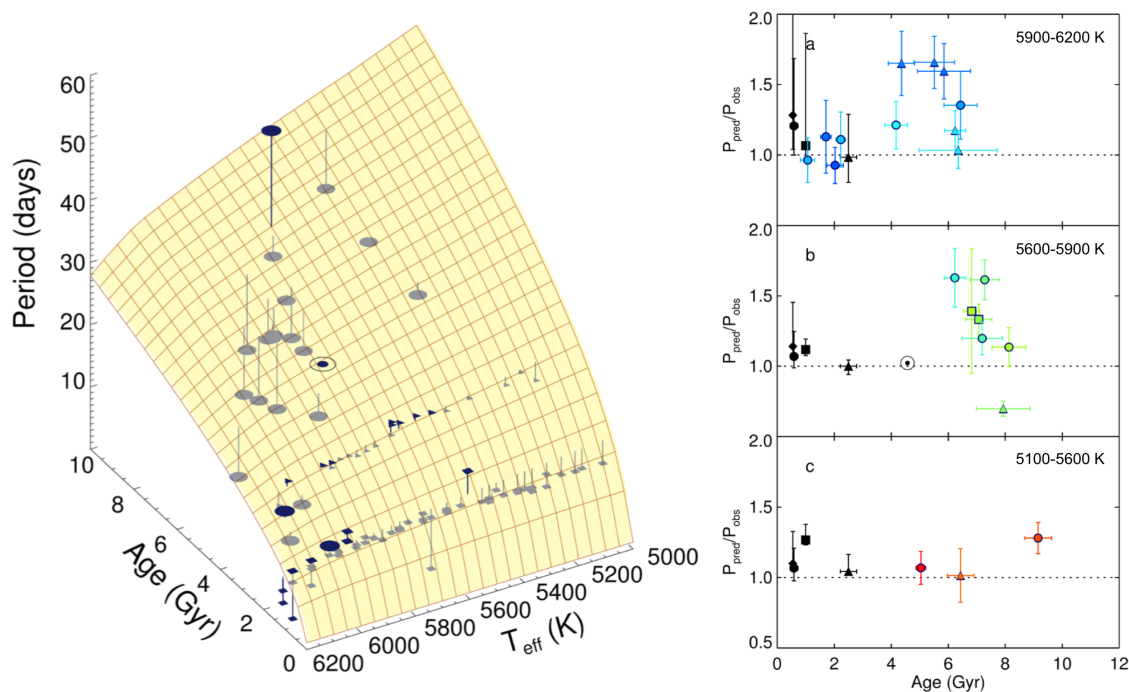


FIGURE 5.6: Comparaison entre les périodes de rotation prédites par la relation empirique de [Barnes \(2010\)](#) et les périodes mesurées.

Gauche : Plan représentant la relation empirique de gyrochronologie de [Barnes \(2010\)](#) ainsi que les étoiles sismiques. Les données des amas sont indiqués par des carrés (NGC 6811, 1 milliard d'année) et des triangles (NGC 6819, 2,5 milliards d'années). Les 21 étoiles de l'échantillon sismique sont représentées par des cercles pleins dont la majorité sont en-dessous de la nappe jaune. Le Soleil est également représenté par le symbole \odot , qui se trouve sur le plan par définition.

Droite : Ratios entre les périodes prédites par la relation de [Barnes \(2010\)](#) (P_{pred}) et les périodes mesurées (P_{obs}), en fonction de l'âge des étoiles issu des modèles AMP. Les trois panneaux correspondent à trois plages de $T_{\text{eff,ZAMS}}$: a. 5900-6200 K b. 5600-5900 K c. 5100-5600 K. Les ratios pour les amas sont représentés par des symboles noirs pleins : M37 (losanges, [Hartman et al. 2009](#)), Praesepe (cercles, [Kovacs et al. 2014](#)), NGC 6811 (carrés, [Meibom et al. 2011a](#)) et NGC 6819 (triangles, [Meibom et al. 2015](#)). Les symboles colorés représentent les étoiles sismiques simples (cercles), KOI (triangles) et 16CygA & B (carrés). Les couleurs correspondent à la valeur de $T_{\text{eff,ZAMS}}$, le bleu indiquant les températures élevées. Le Soleil est indiqué par le symbole \odot .

La Figure 5.6 présente la comparaison entre les périodes prédites par la relation empirique de [Barnes \(2010\)](#) et celles mesurées pour les étoiles des amas M37, Praesepe, NGC 6811 et NGC 6819 ainsi que pour les 21 étoiles de l'échantillon sismique. Cette comparaison divise les étoiles en trois plages de $T_{\text{eff,ZAMS}}$ (5900-6200 K, 5600-5900 K et 5100-5600 K) de manière à regrouper les étoiles ayant une évolution rotationnelle similaire. On constate alors que, si les données des amas et des étoiles jeunes sont en très bon accord avec la relation empirique, les étoiles dont l'âge est supérieur à celui du Soleil ne respectent pas cette relation et ont quasi-systématiquement des périodes de rotation plus courtes que prédites. L'accord entre les données et les prédictions peut être évalué par le facteur de mérite $\chi^2 = 155,6$. Voyons à présent si tel est également le cas pour les modèles théoriques.

5.3.2.2 Comparaison avec des modèles théoriques

Pour cette deuxième comparaison, les périodes ont été obtenues en utilisant les modèles stellaires développés par [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#). Ces modèles incluent une loi de freinage magnétique typique, calibrée sur le Soleil et des amas ouverts, et font l'hypothèse d'une rotation solide des étoiles. La perte de moment cinétique via le vent stellaire, dJ/dt , est alors calculée de la manière suivante :

$$\frac{dJ}{dt} = \begin{cases} f_K K_M \omega \left(\frac{\omega_{\text{crit}}}{\omega_{\odot}} \right)^2 & \text{si } \omega_{\text{crit}} \leq \omega \frac{\tau_{cz}}{\tau_{cz,\odot}} \\ f_K K_M \omega \left(\frac{\omega_{\text{crit}} \tau_{cz}}{\omega_{\odot} \tau_{cz,\odot}} \right)^2 & \text{si } \omega_{\text{crit}} > \omega \frac{\tau_{cz}}{\tau_{cz,\odot}} \end{cases}, \quad (5.3)$$

$$\text{avec } \frac{K_M}{K_{M,\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{3,1} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-0,22} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{0,56} \left(\frac{P_{\text{rot}}}{P_{\text{rot},\odot}} \right)^{3,1}, \quad (5.4)$$

où τ_{cz} est le temps de retournement convectif, $f_K = 6,575$ et $\omega_{\text{crit}} = 3,394 \cdot 10^{-5}$, ainsi fixés de manière à reproduire au mieux les rotations des Pléiades ([Hartman et al., 2010](#)), de M37 ([Hartman et al., 2009](#)) et du Soleil.

L'évolution de la structure stellaire est obtenue grâce au code YREC (*Yale Rotating Evolution Code*, voir [Pinsonneault, 1988](#); [van Saders & Pinsonneault, 2012](#)). Par rapport au travail de [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#), la grille de modèle a été étendue pour inclure une plus large gamme de masses et de métallicité. On a donc $[Z/H] \in [-0,4; 0,4]$, en supposant un enrichissement en hélium $\Delta Y/\Delta Z = 1,0$ et sans phénomènes de diffusion ou de transport gravitationnel. Les conditions initiales utilisées dans ce travail correspondent au cas "rapide" mais les résultats ne sont que très peu modifiés en utilisant le cas initial "lent", typiquement décalés de 50% des incertitudes.

Là encore, on compare les périodes de rotation des modèles obtenus en utilisant les paramètres stellaires déduit des observations avec les périodes mesurées. La Figure 5.7 résume les résultats de cette comparaison. De même que pour les prévisions de la loi empirique, on constate un bon accord pour les étoiles jeunes mais un décalage systématique pour les étoiles âgées, leurs périodes étant plus courtes que celles prévues. L'accord entre périodes prévues et observées est mesurable par le facteur de mérite $\chi^2 = 54,9$. Ces résultats nous ont conduits à modifier les modèles utilisés, de manière à mieux reproduire les observations.

5.3.3 Un freinage qui s'essouffle : nombre de Rossby critique

Le fait que les périodes de rotation observées pour les étoiles âgées soient systématiquement plus courtes que celles prévues par la théorie indique que, pour ces étoiles, la perte de moment cinétique via le vent stellaire est plus faible que ce que prévoient les modèles. Voyons comment il est possible de tenir compte de ce phénomène dans les modèles d'évolution rotationnelle.

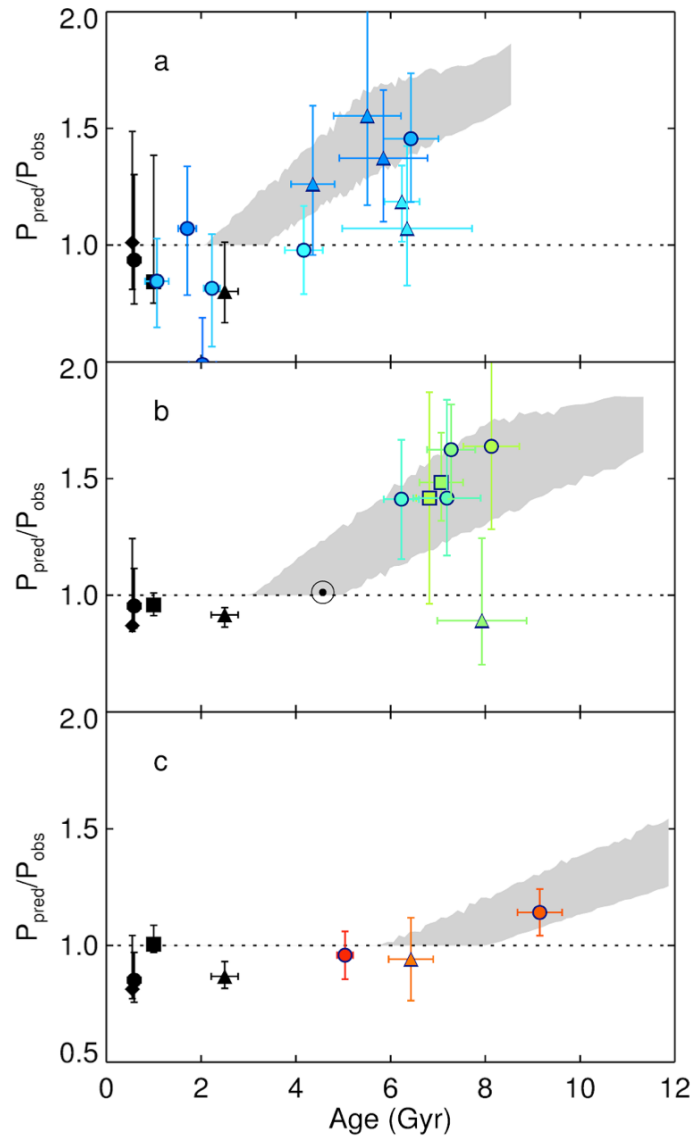


FIGURE 5.7: Comparaison entre les périodes de rotation issues des modèles théoriques de [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#) et les périodes mesurées : ratios entre les périodes tirées des modèles (P_{pred}) et les périodes mesurées (P_{obs}). Les conventions de symboles et la division en trois panneaux sont identiques à celles de la Figure 5.6-Droite. Les parties grisées correspondent aux périodes obtenues avec les modèles modifiés ($Ro_{\text{crit}} = 2,16$) pour la plage de $T_{\text{eff,ZAMS}}$ considérée (voir Partie 5.3.3).

5.3.3.1 Modèles modifiés : Rossby critique

Lorsque l'on s'intéresse aux relations entre la rotation et le magnétisme, un paramètre est particulièrement intéressant : le nombre de Rossby $Ro = P_{\text{rot}}/\tau_{cz}$. Ce nombre compare les temps caractéristiques de la convection (τ_{cz}) et de la rotation (P_{rot}). Le champ magnétique stellaire résultant de l'interaction entre ces deux phénomènes, on comprend pourquoi le nombre de Rossby est un indicateur utile du magnétisme, et donc indirectement du freinage magnétique. Les relations empiriques utilisent d'ailleurs souvent ce nombre pour paramétrer l'efficacité de la

perte de moment angulaire (voir [Durney & Latour, 1977](#)). Il apparaît d'ailleurs indirectement dans l'équation (5.3) par l'intermédiaire du temps de retournement convectif τ_{cz} .

De manière naturelle, c'est donc vers ce paramètre que nous nous sommes tournés pour fixer à partir de quel moment de l'évolution stellaire le freinage magnétique perdait en efficacité. Les modèles d'évolution rotationnelle ont ainsi été modifiés pour que, lorsque $Ro > Ro_{crit}$, la rotation de l'étoile n'évolue plus que par conservation de moment cinétique, le freinage magnétique n'étant plus considéré. La mise en place de ce seuil a l'effet désiré : les périodes des étoiles jeunes (pour lesquelles P_{rot} et par suite Ro sont faibles) ne sont pas modifiées tandis que les étoiles plus âgées peuvent conserver une rotation relativement rapide. De plus, il permet de reproduire la dépendance en masse, visible dans les Figures 5.6 (Droite) et 5.7, les étoiles plus massives ($T_{eff,ZAMS}$ grand) suivant une évolution plus prononcée que les étoiles de plus faibles masses ($T_{eff,ZAMS}$ petit).

Les modèles ainsi modifiés ont donc été recalculés pour de nombreuses valeurs de Ro_{crit} , de manière à ajuster au mieux les observations pour les 21 étoiles sismiques de notre échantillon (voir Figure 5.8). La valeur optimale de Ro_{crit} est déterminée en minimisant le facteur de mérite $\chi^2 = \sum_{i \in [1;21]} (P_{rot,obs,i} - P_{rot,mod,i})^2 / (\sigma_{obs,i}^2 + \sigma_{mod,i}^2)$, où $\sigma_{obs,i}$ est l'incertitude de mesure sur $P_{rot,obs,i}$ et $\sigma_{mod,i}$ est l'incertitude sur la période $P_{rot,mod,i}$ issue du modèle, en tenant compte des incertitudes de mesures sur la masse, l'âge et la composition utilisés comme paramètres d'entrée. L'incertitude sur Ro_{crit} est estimée en réalisant 5000 tirages des mesures des 21 étoiles de l'échantillon, dans des gaussiennes dont la variance est égale à l'incertitude de mesure. Cette optimisation ne tient pas compte des amas et du Soleil. On trouve alors que la valeur optimale du seuil est $Ro_{crit} = 2,16 \pm 0,09$.

On peut constater sur les Figures 5.7 et 5.8 que les zones grisées obtenue avec cette valeur de Ro_{crit} reproduisent relativement bien les observations, ce qui est confirmé par la valeur faible du facteur de mérite correspondant $\chi^2 = 13,3$. Il est intéressant de noter que la valeur du nombre de Rossby solaire, $Ro_{\odot} = 2,16$, est identique au seuil déterminé et donc que notre étoile hôte pourrait être à la limite entre les deux types de régimes.

Ce modèle consistant à rendre complètement inefficace le freinage magnétique à partir d'un seuil donné est bien évidemment un cas limite. Néanmoins, nous avons également ajusté une loi de gyrochronologie de la forme $P_{rot} \propto t^{1/\alpha}$ aux données des étoiles sismiques, en laissant varier le paramètre α . Il apparaît qu'il n'est pas possible d'obtenir un bon accord pour des valeurs de α inférieures à 20 (la valeur "classique" étant proche de 2), ce qui suggère que l'efficacité du freinage est quoi qu'il en soit très fortement réduite dans cette gamme d'âges.

Enfin, la mesure de la rotation de ces étoiles utilise les taches stellaires à leur surface, ce qui implique la présence au minimum d'un champ magnétique de petite échelle. Les propriétés des taches ne sont pas nécessairement directement reliées au champ magnétique de grande échelle gouvernant le freinage magnétique. Une modification de la géométrie du champ (de simple dipole à un multipole) peut réduire l'efficacité du freinage ([Réville et al., 2015](#)), tout comme une modification de la distribution des taches à la surface de l'étoile ([Cohen et al., 2009](#)). Il est également possible que le champ à grande échelle subisse lui-même une transition quand

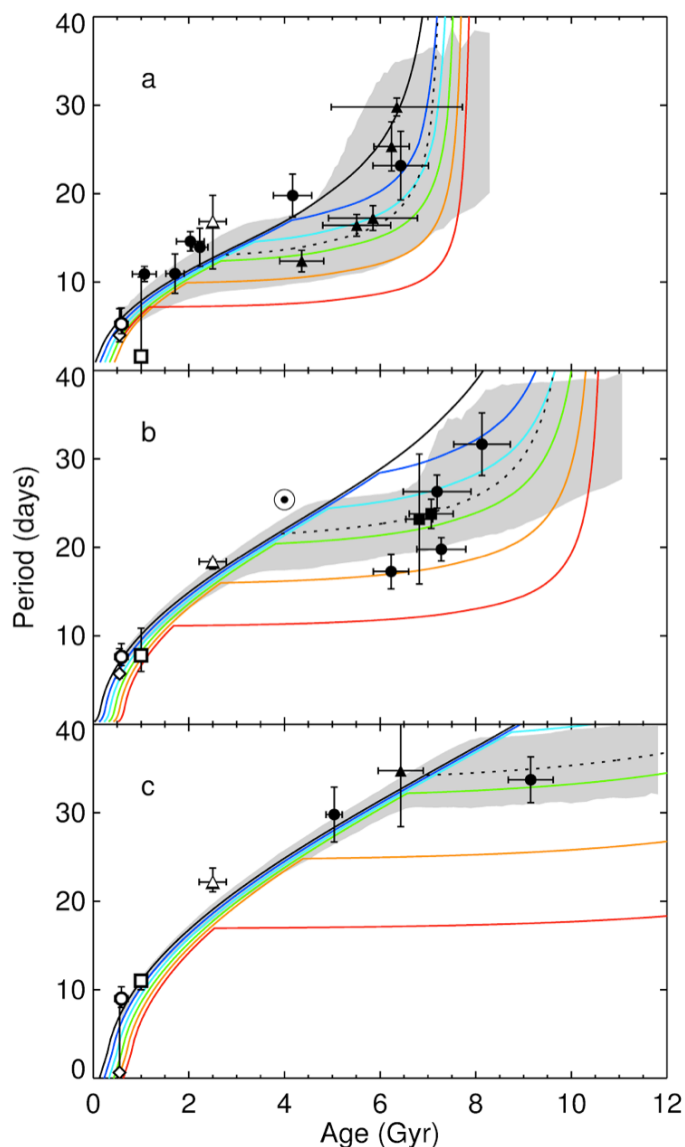


FIGURE 5.8: Évolution rotationnelle stellaire modifiée par l'application d'un seuil Ro_{crit} au freinage magnétique. Les conventions de symboles et la division en trois panneaux sont identiques à celles de la Figure 5.6 (Droite), à la différence que les amas sont ici représentés par des symboles vides et les étoiles sismiques par des symboles pleins. Les courbes d'évolution correspondent à des modèles à métallicité solaire et de $T_{\text{eff,ZAMS}}$ respectivement de 6050 K, 5750 K et 5250 K. Les couleurs des courbes indiquent le seuil Ro_{crit} utilisé : aucun (noir), 1,0 (bleu foncé), 1,5 (bleu clair), 2,0 (vert), 2,5 (orange), 3,0 (rouge) et 2,16 (tirets noirs). Les courbes successives sont décalées de +0,1 milliard d'année, de manière à améliorer la lisibilité. Les régions grisées indiquent les périodes obtenues avec $Ro_{\text{crit}} = 2,16$ pour toute la gamme de $T_{\text{eff,ZAMS}}$ correspondante.

le nombre de Rossby devient grand (Durney & Latour, 1977). Il a été proposé que l'efficacité du freinage magnétique puisse subir une transition rapide entre deux régimes pour expliquer la distribution des périodes de rotation des amas jeunes (Brown, 2014) et il semble que la morphologie du champ magnétique des naines M de faibles masses puisse subir une transition abrupte en fonction de ce même nombre de Rossby (Morin et al., 2011). On manque actuellement d'observations et de modélisations détaillées concernant la morphologie du champ magnétique

d'étoiles à hauts nombres de Rossby ($Ro > Ro_{\odot}$) qui sont clefs pour mieux comprendre l'origine de cette rotation trop rapide des étoiles âgées.

Ces résultats modifient la compréhension que nous avons de la gyrochronologie et de son pouvoir prédictif. Voyons quelles sont les implications pour cette discipline.

5.3.3.2 Conséquences pour la gyrochronologie

La force de la gyrochronologie est de pouvoir estimer les âges des étoiles à partir de la mesure de leur rotation de surface. Si, pour les étoiles jeunes ($t < 0,5$ milliard d'années) l'influence des conditions initiales reste trop importante pour se fier à cette technique, [Epstein & Pinsonneault \(2014\)](#) ont montré que si les relations période-âge étaient correctement calibrées, elles pourraient constituer la méthode la plus précise pour estimer les âges stellaires pour les étoiles plus âgées. Cette technique serait ainsi plus précise que l'utilisation de l'astérosismologie ou encore le positionnement sur des isochrones à partir de mesures de parallaxes.

Cependant, les résultats du travail présenté ici montrent que la dispersion des périodes de rotation redevient grande pour les étoiles ayant dépassé le seuil déterminé pour le nombre de Rossby. Pour ces étoiles, l'âge qu'il est possible de dériver ne serait alors qu'une limite inférieure. De ce fait, les relations de gyrochronologie modifiées fourniraient des âges beaucoup moins contraints pour les étoiles ayant dépassé la moitié de leur existence en séquence principale. En conclusion, l'établissement d'un tel seuil de Rossby fixe des limites, dans le plan masse-âge, à l'espace où la gyrochronologie est capable de fournir des âges précis.

Dans le chapitre suivant, nous n'étudierons plus seulement la rotation de surface des étoiles de type solaire mais plongerons dans leurs intérieurs pour voir comment nous pouvons estimer leur profil de rotation interne en utilisant les contraintes venant de la mesure de la rotation de surface.

La partie suivante reproduit l'article complet de [van Saders et al. \(2015\)](#), dans sa version soumise au journal *Nature*, en anglais.

5.4 Article [van Saders et al. 2015](#)

Faulty Clocks and Failing Fields: Anomalous Stellar Rotation in Old Field Stars

Jennifer L. van Saders^{1,2,3}, Tugdual Ceillier⁴, Travis S. Metcalfe⁵, Victor Silva Aguirre⁶, Marc H. Pinsonneault^{7,3}, Rafael A. Garcia^{4,3}, Savita Mathur^{5,3}, Guy R. Davies^{6,8}

¹ Carnegie-Princeton Fellow, Carnegie Observatories, 813 Santa Barbara Street, Pasadena, CA 91101

² Department of Astrophysical Sciences, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

³ Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, CA 93106-4030, USA

⁴ Laboratoire AIM, CEA/DSM -- CNRS - Univ. Paris Diderot -- IRFU/SAP, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁵ Space Science Institute, 4750 Walnut Street Suite 205, Boulder CO 80301 USA

⁶ Stellar Astrophysics Centre, Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark

⁷ Ohio State University, Dept. of Astronomy, 140 W. 18th Ave. Columbus, OH 43210

⁸ School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Birmingham, B15 2TT, United Kingdom.

Stellar ages are crucial for understanding many astrophysical systems, but are among the most difficult of the fundamental stellar parameters to infer. The observed increase in surface stellar rotation with increased age [barnes2010, skumanich1972] is a promising empirical chronometer. This “gyrochronology” must be calibrated using stars of known age; published relations mostly employ open cluster stars and the Sun. Observational selection effects favor rotation detections in young, high amplitude, short period stars, and thus the oldest open cluster with data is 2.5 Gyr old [Meibom2015]. Until now, gyrochronology has simply extrapolated these trends to stars older than the Sun. An unprecedented sample of precise asteroseismic ages for old *Kepler* field dwarfs [metcalfe2012, mathur2012, silvaaguirre2015] with measured rotation periods [garcia2014, ceillier2015] now make it possible to test the gyrochronology relations in old stars for the first time. Here we report on the presence of unexpectedly rapid rotation in stars older than the Sun, and demonstrate that it is not predicted by existing period-age relations. We reconcile theory and observation with a weakened magnetic braking law for stars of

intermediate and old age that successfully reproduces the observed rotation periods. This may imply a fundamental change in the nature of stellar dynamos, with the Sun close to the critical transition to much weaker magnetized winds. Gyrochronology relations calibrated using this new data will produce a shallower relationship between period and age, limiting the diagnostic power of rotation as a proxy for those stars more than halfway through their main sequence lifetimes.

There are three fundamental features of the observed angular momentum evolution of low-mass ($< 1.3 M_{\odot}$) stars: 1.) these stars spin down as a function of time, 2.) this spin-down depends on stellar mass, and 3.) the wide range in observed protostellar rotation periods at fixed age and mass decreases as a function of time. Cool dwarfs appear to follow a Skumanich-type [skumanich1972] braking, where the rotation period is related to age as $P \propto t^{1/2}$, and the inferred ages are insensitive to the initial conditions once sufficient (~ 0.5 Gyr [epstein2014]) time has passed. Stellar rotation periods are straightforward to measure in modern time-domain surveys. If empirical gyrochronology relationships can be suitably calibrated, gyrochronology therefore has the potential to be the most precise method of determining ages in solar-like stars, even in comparison to the competing methods of asteroseismology or isochrone placement with geometric parallax [epstein2014].

Stellar angular momentum loss is the consequence of magnetized stellar winds. The interaction of stellar rotation and turbulent convection in the outer envelopes of low-mass stars drives a magnetic field, a chromosphere, and a corona. The magnetic field constrains the flow of mass-loss from the surface and thereby provides an efficient torque. Magnetic braking prescriptions are typically scaled from the solar case using empirical period-age relationships; the Skumanich relation yields angular momentum loss of the form $dJ/dt \propto \omega^3$ [kawaler1988], where ω is the angular rotation velocity. The tight convergence of the rotational sequence at late times arises naturally in such a braking law. These relations also often make use of the dimensionless Rossby number, defined as the ratio of the period to the convective overturn timescale, $Ro = P/\tau_{cz}$, as a means to parameterize the magnetic dynamo [durneylatour1977]. Rossby number thresholds and scalings are routinely invoked to describe higher-order braking behaviors in stars, such as the magnetic field strength [noyes1984], the mass dependence to the spin-down [barnes2010,vSP13], observed saturation of the magnetic braking in rapid rotators, and the sharp transition from slow to rapid rotation at the 6250 K Kraft break [kraft1967, vSP13] due to thinning convective envelopes. Of these, only the mass dependence to the braking should

affect the oldest, slowest rotators. Observations of young open clusters have thus far indicated that such treatments are reasonable [meibom2015, hartman2009]. However, the combination of long period, low amplitude signatures of rotation, and the challenge of age measurements in field stars has led to a dearth of old calibrators.

The high precision, long-baseline light curves from *Kepler* now make it possible to probe both the ages and periods of old stars, providing the first opportunity to calibrate gyrochronology for stars older than the Sun. The rotation of the star manifests itself in *Kepler* data as a periodic modulation in the intensity as dark starspots rotate into and out of view. Intensity variations due to stellar oscillations are likewise present in the lightcurve, on shorter timescales. Low degree modes of oscillation probe the conditions of the deep stellar interior and internal structure of the star, providing ages that are precise to better than 10% [metcalfe2012] in stars where many oscillation modes are detected at high signal to noise.

The first efforts to calibrate the gyrochronology relations using seismic targets uncovered tension between the cluster and seismic samples [angus2015]. To address the behavior of the seismic sample, we utilize a subset of 21 stars selected to have detailed asteroseismic modeling and high precision ages, measured rotation periods, and measured metallicities [metcalfe2014, garcia2014, ceillier2015, silvaaguirre2015]. The sample selection, details of the modeling to derive asteroseismic ages, and the extraction of the rotation periods are described in the Methods section. Fig. 1 shows the surface in period, age, and effective temperature (a proxy for mass) upon which stars are expected to lie [barnes2010], similar to the introductory plot of ref. [meibom2015]. Actual cluster and seismic data are overplotted, and while the clusters and young asteroseismic targets lie close to the plane, the old asteroseismic stars are strikingly discrepant and nearly all lie below the surface, rotating more rapidly than expected. When we account for uncertainties in the ages, masses, and compositions (see Methods) and predict the periods we should have observed given the literature period-age relations in refs [vSP13, Barnes2010] we find that the systematic offset persists: stars of roughly solar age and older are more rapidly rotating than predicted, regardless of the chosen period-age relation. Figure 2 highlights the systematic offset by plotting the ratios of the expected to observed periods for each star in the sample, where the expected periods are calculated using stellar models with a braking law calibrated on the Sun and open clusters [vSP13] (a similar plot is provided in the Extended Data section for the Barnes relation). The [vSP13] models fit the data with $\chi^2 = 54.9$, whereas the Barnes relation yields a $\chi^2 = 155.6$. In both cases, the systematic offset towards short rotation

periods is an indication that the models predict more angular momentum loss than actually occurs.

We therefore conclude that magnetic braking is weaker in these intermediate age and old stars. We extend our model by postulating that in addition to the Rossby scaling already present in the vSP13 models, effective angular momentum loss ceases above a critical Rossby threshold [durneylatour1977]. We modify the angular momentum loss prescription in vSP13 to conserve angular momentum above a specified Ro_{crit} . Visualizations of the effects of varying Ro_{crit} values on the models are provided in Fig. 3. The inclusion of the threshold has the desired effect: it reproduces the existing gyrochronology relations and cluster data at young ages, when Ro is smaller due to more rapid rotation, but allows stars to maintain unusually rapid rotation at late times. Furthermore, it reproduces the trend in mass (and **zero-age main sequence (ZAMS) effective temperature (T_{eff}), which selects stars with similar rotational histories**) apparent in Figs. 2 and 3. Hotter, more massive stars reach the critical Rossby threshold at younger ages, and we therefore see discrepancies between the fiducial gyrochronology relationships and the observations at earlier times in panels of increasing ZAMS T_{eff} . The best-fit value for the Rossby threshold given our sample is $Ro_{crit} = 2.16 \pm 0.09$ ($\chi^2 = 13.3$) for the modified vSP13 models. The shaded gray areas in Fig 2 represent the range of period ratios, $P_{Ro_{crit}}/P_{fiducial}$, that we expect stars to populate if their rotation periods were correctly modeled by a Ro_{crit} threshold model, but we attempted to compare them to the fiducial vSP13 models. Shaded gray regions Figures 2 & 3 denote the full range of period-age combinations allowed for a model with $Ro_{crit} = 2.16$, given the ZAMS T_{eff} range represented in each panel. These regions encompass all combinations of mass ($0.4-2.0 M_{\odot}$) and metallicity ($-0.4 < [Z/H] < +0.4$) that together produce a star within the appropriate ZAMS T_{eff} range for each panel, on both the main sequence and subgiant branch

We emphasize that our result - that old stars are too rapidly rotating- is persists regardless of the choice of literature period-age relationship, asteroseismic modeling pipeline, or model uncertainties (see Methods). The period detection algorithms and seismic ages have been well-tested [aignain2015,silvaaguirre2015]. The tight sequences observed in intermediate age open clusters [meibom2015] suggest that we are not simply detecting the rapidly rotating tail of a population with a wide distribution of rotation rates, and it is unlikely that our stars with detected rotation are atypical (see Methods for further discussion).

Our model clearly represents the limiting case in which the braking is so ineffective that the star ceases to shed angular momentum. **If we instead allow the exponent, α , of the period-age relation $P \propto t^{1/\alpha}$ to vary while fixing $Ro_{crit} = Ro_{\odot} = 2.16$, we do not obtain a**

comparable fit until $\alpha \gtrsim 20$, suggesting that the braking is indeed drastically reduced.

However, we observe spot modulation in these stars, which implies at least small-scale magnetic activity. The starspot properties may or may not directly reflect changes in the large scale field that governs spin-down. A change in field geometry from a simple dipole to higher order fields could produce weakened braking [reville2015], as could a change in the distribution of spots on the stellar surface [cohen2009]. It could also be the case that the large-scale field strength itself undergoes a transition at high Rossby numbers [durneylatour1977]. Abrupt changes in the efficiency of angular momentum loss have been proposed in order to explain the rotational distributions in young clusters [brown2014], and there is evidence for a Rossby number governed shift in the field morphologies in low-mass M dwarfs [morin2011]. Observations of detailed magnetic field morphologies and corresponding simulations are lacking for stars at higher Rossby numbers than the Sun, and both are critical to understanding the source of the observed rapid rotation in older, quiet stars.

Regardless of the mechanism that governs the spin-down itself, the observation that existing literature rotation-age relationships do not predict the observed rotation rates has immediate implications for gyrochronology. The rotation periods **of the middle-aged stars** that have passed this Rossby threshold represent only lower limits on the age. The empirical calibrations must be modified, and the weakened relationship between period and age will result in more uncertain age determinations **for stars in the latter halves of their lives**. The presence of such a Rossby threshold defines boundaries in mass-age space past which gyrochronology is incapable of delivering precise ages.

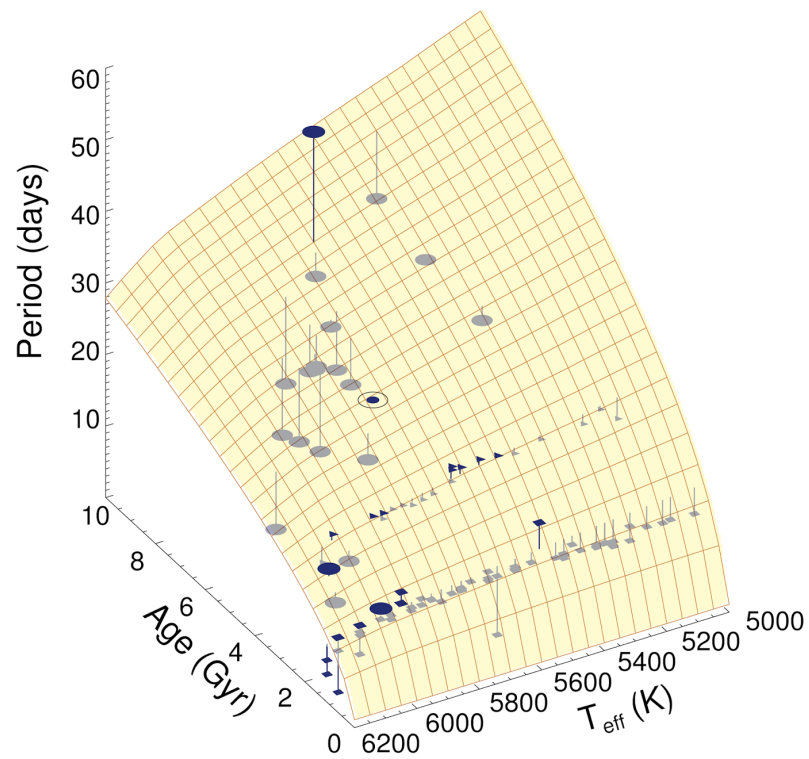


Figure 1: The empirical gyrochronology relation of refs. [barnes 2010, meibom2015] is shown as a plane. Open cluster data is shown as small squares (NGC6811, 1 Gyr) and triangles (NGC6819, 2.5 Gyr). Large circles represent the 21 star seismic sample, which falls systematically below the plane. The solar symbol marks the Sun, which falls on the plane by design.

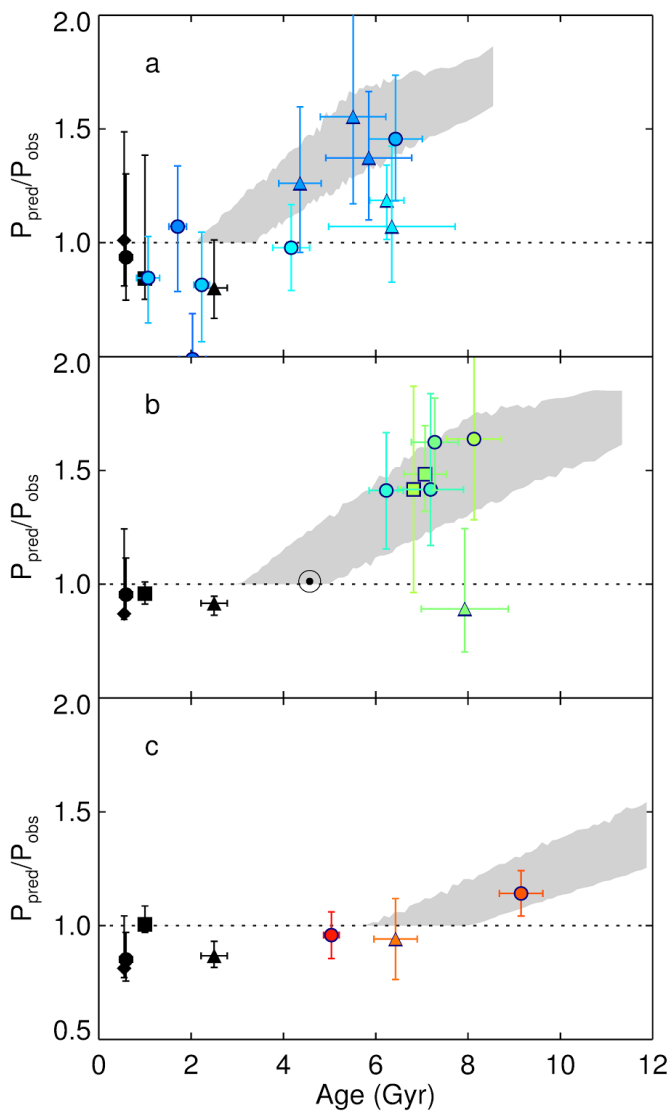


Figure 2: The ratio of the predicted rotation period [vSP13] to the observed period. Stars are divided into panels of decreasing AMP ZAMS T_{eff} (a. 5900-6200 K, b. 5600-5900 K, c. 5100-5400 K). Period ratios for open clusters M37, NGC6811, and NGC6819 are shown as black symbols: M37 (diamond), Praesepe (circle), NGC6811 (square), NGC6819 (triangle). The Sun is marked with the solar symbol. Colored circles represent seismic targets, colored triangles known planet hosts, and colored squares 16 Cyg A & B. Stars are colored by ZAMS T_{eff} , with

blue representing hotter stars. Gray shaded regions are represent the period ratios permitted in each T_{eff} bin for a $Ro_{\text{crit}} = 2.16$ model.

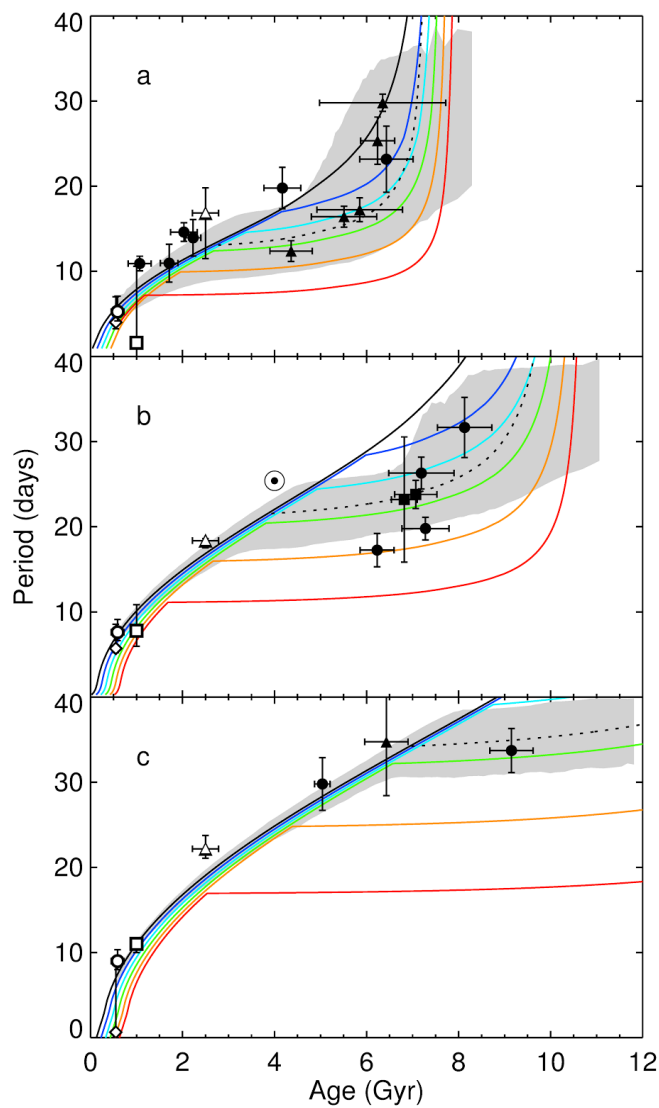


Figure 3: The effects of a Ro_{crit} threshold on rotational evolution. Panel divisions and symbol conventions are adopted from Figure 2. Model curves are shown for solar metallicity and ZAMS T_{eff} of 6050 K, 5750 K, and 5250 K, respectively. Curves are color-coded by Ro_{crit} : no Ro_{crit} cut (black), 1.0 (dark blue), 1.5 (light blue), 2.0 (green), 2.5 (orange), 3.0 (red), 2.16 (dashed black). Successive curves are offset by +0.1 Gyrs to improve readability. Seismic (cluster) targets are

overplotted in solid (open) symbols. Shaded regions represent models with $Ro_{\text{crit}} = 2.16$ for the full bin T_{eff} range.

Methods

Sample Selection

Our sample can be divided into two principal target types: Kepler Asteroseismic Science Consortium (KASC) targets, and Kepler Objects of Interest (KOI). We choose to focus only on those stars with (modeled) ZAMS effective temperatures below 6200 K, where magnetic braking should be most important. We show the positions of the selected stars on an Hertzsprung Russell diagram in Extended Data Figure 1.

As described elsewhere [metcalfe2014], the asteroseismic sample is drawn from a magnitude-limited sample of 2000 solar-like stars that were selected for 1-month of short cadence (~ 1 minute) Kepler observations based on their properties in the Kepler Input Catalog. Of these stars, roughly 500 displayed evidence of solar-like oscillations. A subset of high signal-to-noise ratio targets was selected for continued monitoring over Q5-Q17. Of this sample, the mode frequencies for a subset of 61 high-signal-to-noise stars were extracted, and of these, 46 have high resolution spectroscopy. 42 of these stars were modeled with Asteroseismic Modeling Portal (AMP, described below), excluding 4 targets whose spectra contained a complicated pattern of mixed modes. 11 of these targets were both detected in spot modulation and were classified as “simple” solar-like oscillators that did not show the seismic hallmarks of F-stars and evolved subgiants. A further 3 (non-overlapping) targets were added [mathur2012]. Of this sample of 14, 12 targets have AMP ZAMS $T_{\text{eff}} < 6200$ K, yielding a total of 12 stars in the KASC sample.

As described in [silvaaguirre2015], the KOI sample was selected from the 77 KOIs observed in short cadence that displayed signatures of solar-like oscillations. Of these, 35 power spectra were of sufficient quality to extract individual mode frequencies to be modeled, 33 of which are unevolved main sequence stars. A subset of 11 have periods detected via spot modulation [ceillier2015], 7 of which have ZAMS $T_{\text{eff}} < 6200$ K.

Finally, we add the well-studied 16 Cyg A & B to our sample, which have asteroseismic ages [metcalfe2012] and rotation periods inferred from asteroseismic mode splittings

[davies2015]. In total, 21 stars are addressed in this analysis. **Where available, we utilize the updated asteroseismic frequencies of G.R.D. et al. (2015, in prep).** We provide a table of the seismic and spectroscopic values and rotation periods in Extended Data Table 1.

Age and Period Measurements

Asteroseismic ages are determined using two methodologies. The Asteroseismic Modeling Portal (AMP), which provides the ages used in most of this paper, and Bayesian STellar Algorithm (BASTA) pipeline ages, used to verify that the discrepancies in predicted and observed rotation periods are not the result of pipeline choice. AMP uses a genetic algorithm to perform a search for the global χ^2 minimum between the stellar observables and stellar model values [metcalfe2014 and references therein]. The code utilizes the Aarhus stellar evolution code (ASTEC) and adiabatic pulsation code (ADIPLS) to compute oscillation frequencies. The BASTA pipeline uses a Bayesian approach to model stars with a grid of models produced with the Garching Stellar Evolution Code (GARSTEC). The input physics of the stellar models utilized in each method are detailed in their respective papers [metcalfe2014,silvaaguirre2015,mathur2012].

Both methods use frequency spacings and spectroscopic constraints to identify the optimal stellar properties, but AMP also uses the individual frequencies by employing an empirical correction for surface effects. There are two main differences between the models used by BASTA and those produced by AMP. BASTA-GARSTEC uses a fixed relationship between the initial helium and metallicity, anchored to zero metallicity at the primordial helium abundance and assuming $\Delta Y/\Delta Z = 1.4$ to reproduce the solar values. It also uses a single solar-calibrated value of the mixing-length parameter for all models. AMP-ASTEC allows the initial helium to float independently of metallicity, and searches a wide range of values for the mixing-length parameter. Both sets of models include diffusion, although BASTA-GARSTEC includes both helium and heavy-metal diffusion, while AMP-ASTEC considers only helium diffusion.

We extract rotation periods using the techniques of [garcia2014] that we summarize briefly here. For the corrected lightcurve of each *Kepler* star, the autocorrelation function (ACF) and a wavelets decomposition (period-time) are calculated. We collapse the wavelet

decomposition on the period axis to obtain the global wavelet power spectrum (GWPS), and the significant peaks of this GWPS are fitted with gaussian functions. In parallel, we identify the most significant peaks of the ACF. The derived surface rotation period is the result of the comparison of the ACF and GWPS analyses and is confirmed by a visual inspection of the lightcurves.

Stellar Rotation Models

Theoretical models of stellar rotation are drawn from [vSP13], and utilize the same loss-law calibration and form, and assume solid body rotation. The model grid is expanded to cover a wider range of metallicities and masses, namely $[Z/H] = -0.4$ to $[Z/H] = +0.4$, assuming a helium enrichment of $\Delta Y/\Delta Z = 1.0$ and no diffusion or gravitational settling. We use the “fast launch” conditions, but have validated that our results are insensitive to the choice of launch conditions from [vSP13] in old stars. Changing the launch conditions typically shifts the period ratio (in sense of expected/observed) by less than 50% of the quoted errors, and shifts the fitted critical Rossby number to $Ro_{crit} = 2.15 \pm 0.08$. The model τ_{cz} is the local convective overturn timescale, defined as the ratio of the typical mixing length to the convective velocity at one pressure scale height above the base of the convective envelope in the mixing length theory of convection. Under this definition, with $P_{\odot} = 25.4$ days, $\tau_{cz,\odot} = 1.015 \times 10^6$ s, $Ro_{\odot} = 2.16$.

The weakened magnetic braking is modeled by modifying the braking law such that a star with $P/\tau_{cz} > Ro_{crit}$ is evolved under the assumption of conservation of angular momentum. When fitting for an optimal Ro_{crit} , we keep the parameters of the magnetic braking law calibrated on the Sun and open clusters from vSP13 fixed, and vary only the Ro_{crit} at which braking is allowed to cease. Ro_{crit} is optimized using a χ^2 figure of merit: $\chi^2 = \sum_i^N (P_{obs,i} - P_{mod,i})^2 / (\sigma_{obs,i}^2 + \sigma_{mod,i}^2)$, where $\sigma_{obs,i}$ is the observational uncertainty on the extracted period, and $\sigma_{mod,i}$ represents the uncertainty on the model period given the uncertainty on the input masses, ages, and compositions. We derive uncertainties on Ro_{crit} using bootstrap resampling, drawing a 21 star sample with replacement from the original data 50000 times, and recalculating the best-fit Ro_{crit} for each realization. Cluster data and the Sun are not utilized in the fit.

Predicted model periods are obtained by using the mass and age from the asteroseismic pipelines coupled with the spectroscopic metallicity drawn from refs. metcalfe2014,

silvaaguirre2015, metcalfe2012, mathur2012. Model uncertainties are estimated by generating 50000 realizations of the input parameters (M , t , and $[Fe/H]$), where values are drawn from a gaussian distribution centered on the observed value with 1σ errors defined by the observational uncertainties. While we search in the fundamental space of mass, age and composition, we only select models which fall within 5σ of the observed effective temperature. This constraint has little or no effect for unevolved stars, but ensures that stars at the turnoff (KIC 6196457 and 8349582 in particular) are not assigned artificially long rotation periods due to mass-age combinations that fall on the subgiant branch. 1σ uncertainties on the model periods are defined as the values that enclose 68% of the resulting models.

Empirical Gyrochronology Relations

We verify that the unexpectedly rapid rotation in old, solar-like stars is independent of the spin-down prescription by repeating our exercise with an empirical literature gyrochronology relation. We replicate Fig 2 in the main body in Fig 2 of the Extended Data with predicted periods drawn from the Barnes (2010) gyrochronology calibration, which takes the form:

$$t = \frac{\tau}{k_c} \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) + \frac{k_t}{2\tau} (P^2 - P_0^2)$$

where t is the age, τ is the convective overturn timescale, P the period, and P_0 the initial period. We adopt values for the constants $k_c = 0.646 \text{ Myr d}^{-1}$ and $k_t = 452 \text{ d Myr}^{-1}$ and $P_0 = 1.1$ days [barnes2010, meibom2015], and the global τ - T_{eff} relation of [meibom2015]. 50000 realizations of the combination (T_{eff} , t) are drawn from a gaussian distribution centered on the measured values of the effective temperature and age, with a 1σ width defined by the quoted observational errors on the central values. We note that these empirical relationships do not account for physical expansion of stars as they evolve (particularly near the end of the main sequence) and therefore tend to predict somewhat more rapid rotation than full theoretical models near the main sequence turnoff.

Cluster Data

To provide comparison to the typical gyrochronological calibrators, we draw cluster data from a variety of literature sources. For the cluster M37 we adopt the cluster parameters (hartman2009) $E(B-V) = 0.227 \pm 0.038 \text{ mag}$, $[M/H] = 0.045 \pm 0.044 \text{ dex}$, an age of $550 \pm 30 \text{ Myr}$. Rotation data and

cluster parameters for Praesepe (M44) are drawn from kovacs2014 and references therein, with cluster parameters $E(B-V) = 0.027 \pm 0.004$, $[Fe/H] = 0.11 \pm 0.03$, and $\log(\text{age}) = 8.77 \pm 0.1$. We adopt the $g-r$ colors, $E(B-V) = 0.1$, and periods for NGC6811 following meibom2011, and the cluster metallicity $[M/H] = -0.1 \pm 0.01$ and age, 1.00 ± 0.05 Gyr from ref. yontan2015. Finally, NGC6819 periods and $B-V$ colors are drawn from ref meibom2015, with the age (2.5 ± 0.2 Gyr) and adopted metallicity (0.09 ± 0.03) from ref. jefferies2013. $B-V$ colors are converted into temperatures and stellar masses using YREC isochrones [an2007]. We model cluster stars in the same manner as the seismic targets, but generate 10000 mass-age-composition realizations for each star. We display the mean cluster rotation periods for all stars within the ZAMS Teff bins, with errors representing the 16th and 84 percentiles. In M37 and Praesepe in particular, the rotational distribution still displays a range resulting from spread in the initial rotation periods.

Sample Biases

One concern in this analysis is that our results are a consequence of selection bias in our sample, rather than an astrophysical signal of weakened magnetic braking. More rapidly rotating stars are more active, and thus easier to detect in spot modulation. However, we draw our sample from a subset of stars detected first in oscillations, and then later searched for rotational modulation. Since stellar activity suppresses the amplitudes of stellar oscillations [chaplin2011], we expect, if anything, that the sample is biased toward slow rotators. If our seismically-biased sample somehow represents the rapidly rotating tail of a distribution of rotation periods, it still provides a challenge to the current gyrochronology relations, and is at odds with the converged sequences observed in young and intermediate clusters. A substantial spread in rotation rates in old, solar-like stars is unexpected under any of the existing braking laws, and represents a significant deviation from the assumptions underlying gyrochronology. Furthermore, it is also that the unexpected rotation periods are the result of stellar mergers, since $> 50\%$ of the “simple stars” in [metcalfe2014] (subject to the seismic selection biases) are detected in spot modulation.

The asteroseismic determination of the rotation of the 16 Cyg pair provides an interesting case study. 16 Cyg A & B are not detected in spot modulation: both stars fall below our detection thresholds, and yet still display anomalous rotation. Although the seismic measurement of

rotation in principle contains contributions from a potentially more rapidly rotating core, the rotational kernel is strongly weighted toward the outer envelope [davies2015]. If we assume that the Solar analogs 16 Cyg A & B have solar-like rotation profiles (namely that there is not strong differential rotation with depth), then the seismic rotation period can be directly compared to surface rotation periods. These two stars share the anomalously rapid rotation of their counterparts with detected spot modulation, suggesting that even quiet stars not detected in spot modulation show anomalous rotation.

In this letter we make use of stars both with and without detected planets, and implicitly assume that the presence of planets does not affect the rotational evolution of the host stars. There are no close-in giant planets in the sample, and [ceillier2015] demonstrates that there is no evidence for planet-star interaction in these targets.

The Asteroseismic Age Scale

We perform two tests to demonstrate that the discrepancy between the expected and observed rotation periods is not merely a systematic with roots in the asteroseismic age scale. We show that ages derived with the BASTA pipeline display the same trend in rotation period, and that systematically shifting the asteroseismic ages, while improving the fit, is inferior to instituting a Rossby threshold.

Figure 3 in the extended data provides period ratio plots using the BASTA ages and BASTA ZAMS T_{eff} determinations, and the systematic trends in the period ratios survive. The Barnes relation fits with $\chi^2 = 184.3$, and the fiducial vSP13 models with $\chi^2 = 68.4$. A fit for Ro_{crit} using the BASTA ages yields $Ro_{\text{crit}} = 2.67 \pm 0.50$. Bootstrap resampling demonstrates that this number is very sensitive to whether KIC 8349582 is drawn; if KIC 8349582 is excluded, the fit becomes $Ro_{\text{crit}} = 2.12 \pm 0.12$.

We also allow for the possibility that the seismic age scale is systematically shifted relative to the true ages. We perform model fits with the fiducial braking law with an extra parameter that allows for a systematic age shift. For the AMP ages, χ^2 is minimized with the Barnes relation with a systematic shift of 35% and $\chi^2 = 78.5$. Likewise, the [vSp13] models prefer a shift of $20 \pm 3\%$ with a $\chi^2 = 26.9$. In both cases, the required systematic shifts are larger than the 9.6% systematic uncertainties in seismic ages estimated by [silvaaguirre2015].

Finally, to verify that we are not heavily biased by the fact that the ages and period were determined using different evolution codes optimized for different tasks, we tune the physics in

our vSP13 models to match that of the AMP models, and predict the rotation periods for the central AMP values of the masses, ages, and compositions of each star. In particular, we match the diffusion physics, opacity tables, equation of state, helium and metal abundances, boundary conditions, and important nuclear reaction rates present in the ASTEC code used for AMP. The results are presented in Extended Data Figure 4, and demonstrate that the discrepancy between the predicted and observed periods is preserved (and even strengthened). We thus conclude that our result is not the consequence of assumptions about the stellar physics included in models.

References

- [ceillier2015] Ceillier, T. Gyroseismochronology of KOIs: do planets break the clock? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **000**, 000-000 (2015).
- [mathur2012] Mathur, S. A Uniform Asteroseismic Analysis of 22 Solar-type Stars Observed by *Kepler*. *Astrophys. J.* **749**, 152:166 (2012).
- [metcalfe2014] Metcalfe, T.S. et al. Properties of 42 Solar-type Kepler Targets from the Asteroseismic Modeling Portal. *Astrophys. J. Suppl.* **214**, 27-40 (2014).
- [meibom2015] Meibom, S. et al. A spin-down clock for cool stars from observations of the 2.5-billion-year-old cluster. *Nature* **517**, 589-591 (2015).
- [barnes2010] Barnes, S.A. A Simple Nonlinear Model for the Rotation of Main-sequence Cool Stars. I. Introduction, Implications for Gyrochronology, and Color-Period Diagrams. *Astrophys. J.* **722**, 222-234 (2010).
- [epstein2014] Epstein, C.R., Pinsonneault, M.H. How Good a Clock is Rotation? The Stellar Rotation-Mass-Age Relationship for Old Field Stars. *Astrophys. J.* **780**, 159-183 (2014).
- [vsp13] van Saders, J.L., Pinsonneault, M.H. Fast Star, Slow Star; Old Star, Young Star: Subgiant Rotation as a Population and Stellar Physics Diagnostic. *Astrophys. J.* **776**, 67-87 (2013).
- [durneylatour1977] Durney, B.R., Latour, J. On the angular momentum loss of late-type stars. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics* 9:1, 241-255 (1977).
- [silvaaguirre2015] Silva Aguirre, V. Ages and fundamental properties of Kepler exoplanet host stars from asteroseismology. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **000**, 000-000 (2015).
- [davies2015] Davies, G.R. et al. Asteroseismic inference on rotation, gyrochronology and planetary dynamics of 16 Cygni. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446**, 2959-2966 (2015).

[metcalfe2012] Metcalfe, T.S. et al. Asteroseismology of the Solar Analogs 16 Cyg A and B from *Kepler* Observations. *Astrophys. J. Letters* **748**, 10-16 (2012).

[skumanich1972] Skumanich, A. Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. *Astrophys. J.* **171**, 565-567 (1972).

[garcia2014] García, R.A. Rotation and Magnetism of Kepler pulsating solar-like stars. Towards asteroseismically calibrated age-rotation relations. *Astron. & Astrophys.* **572**, 34-49 (2014).

[kraft1967] Kraft, R.P. Studies of Stellar Rotation V. The Dependence of Rotation on Age among Solar-Type Stars. *Astrophys. J.* **150**, 551-571 (1967).

[hartman2009] Hartman, J.D. et al. Deep MMT Transit Survey of the Open Cluster M37. III. Stellar Rotation at 550 Myr. *Astrophys. J.* **691**, 342-364 (2009).

[kovacs2014] Kovacs, G. et al. Stellar rotational periods in the planet hosting open cluster Praesepe. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442**, 2081–2093 (2014).

[meibom2011] Meibom, S. et al. The Kepler Cluster Study: Stellar Rotation in NGC6811. *Astrophys. J.* **733**, L9-L14 (2011).

[yontan2015] Yontan, T. CCD UBVR photometry of NGC 6811. *Astrophys. & Space Science.* **355**, 267-281 (2015).

[jefferies2013] Jeffries, M. W. WOCS 40007: A Detached Eclipsing Binary near the Turnoff of the Open Cluster NGC 6819. *Astron. J.* **146**, 58-78 (2013).

[an2007] An et al. The Distances to Open Clusters from Main-Sequence Fitting. III. Improved Accuracy with Empirically Calibrated Isochrones. *Astron. J.* **655**, 233-260 (2007).

[angus2015] Angus, R., Aigrain, s. Foreman-Mackey, D., McQuillan, A. Calibrating Gyrochronology using Kepler Asteroseismic targets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **000**, 000-000 (2015).

[kawaler1988] Kawaler, S. D. Angular momentum loss in low-mass stars. *Astrophys. J.* **333**, 236-247 (1988).

[noyes1984] Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Vaughan, A. H. Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *Astrophys. J.* **279**, 763-777 (1984).

[reville2015] Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., Pinto, R. F. The Effect of Magnetic Topology on Thermally Driven Wind: Toward a General Formulation of the Braking Law. *Astrophys. J.* **798**, 116-131 (2015).

[cohen2009] Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., Gombosi, T. I. The Effect of Magnetic Spots on Stellar Winds and Angular Momentum Loss. *Astrophys. J.* **699**, 1501-1510 (2009).

[brown2014] Brown, T. The Metastable Dynamo Model of Stellar Rotational Evolution. *Astrophys. J.* **789**, 101-113 (2014).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements We thank B. Shappee and participants in the KITP Galactic Archaeology program for discussion. T.S.M acknowledges the adopt-a-star crowdfunding program administered by White Dwarf Research Corp. G.R.D acknowledges the support of the UK Science and Technology Facilities Council (STFC). This research was supported in part by the National Science Foundation under Grant No. NSF PHY11-25915.

Author Contributions J.vS provided the physical interpretation of the rapid rotation, rotational and stellar modeling. M.H.P. contributed to the design of the rotation tracer code, ongoing YREC development, and interpretation of results. T.S.M. provided AMP modeling of all targets, and V.S.A. BASTA-GARSTEC modeling. T. C., R.A.G. and S.M. developed and implemented the analysis of rotational modulation in *Kepler* data. G.R.D provided updated asteroseismic mode frequencies used in the modeling.

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. Correspondence and requests for materials should be addressed to J.v.S (jvansaders@obs.carnegiescience.edu)

Extended Data

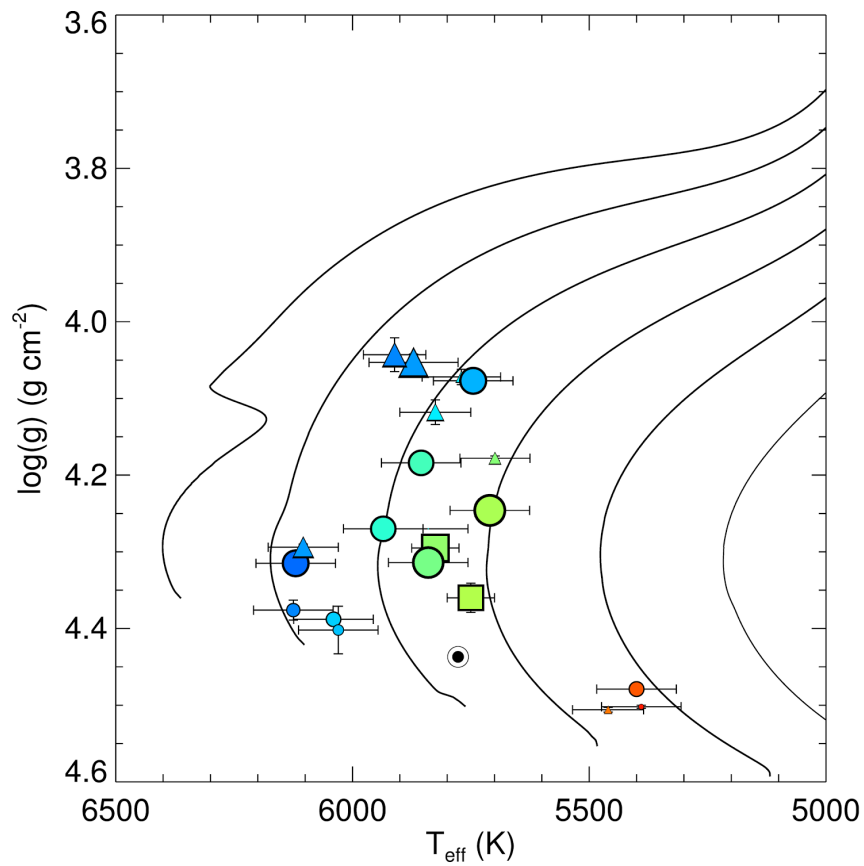


Fig. 1: The positions of all 21 stars on the Hertzsprung-Russell diagram. Symbol size is proportional to the period ratio (AMP ages, vSP13 models). Points are color-coded in the same manner as Figure 2 in the body of the letter, and symbol conventions are retained.

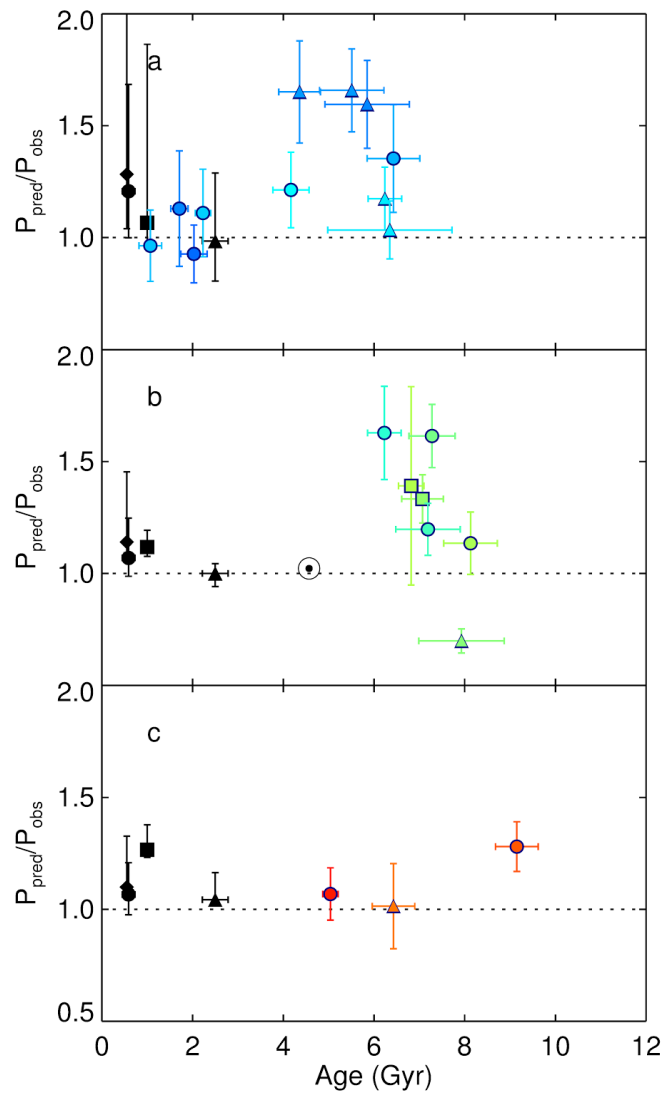


Fig 2: The ratio of the periods predicted using ref. [Barnes2010] and the observed periods, as a function of the AMP asteroseismic age and AMP ZAMS T_{eff} . The symbol conventions are identical to those in Fig. 2 in the body of the letter. Panel a displays ZAMS T_{eff} 5900-6200 K, b. 5600-5900 K, and c. 5100-5400 K.

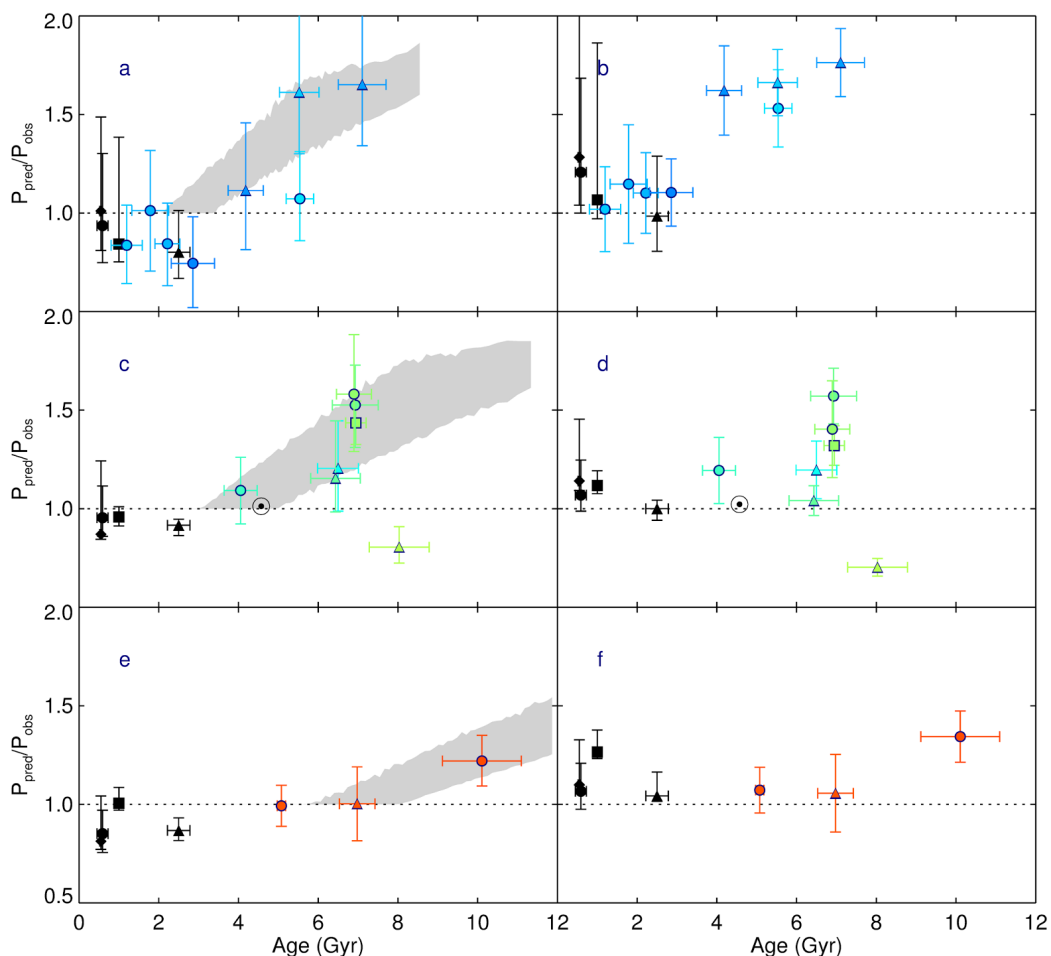


Figure 3 : The predicted versus observed period analysis, repeated using ages determined with the BASTA pipeline. The left-hand (a, c, e) column displays the comparison with vSP13, as well as the gray band representing the offset expected with Rocrit = 2.16 models. The right-hand panels (b, d, f) compare the Barnes 2010 predicted periods to the observed periods. Rows represent slices in ZAMS T_{eff} , which is here computed with the BASTA-GARSTEC models. All symbol conventions are the same as those of Fig. 2 in the body of the letter.

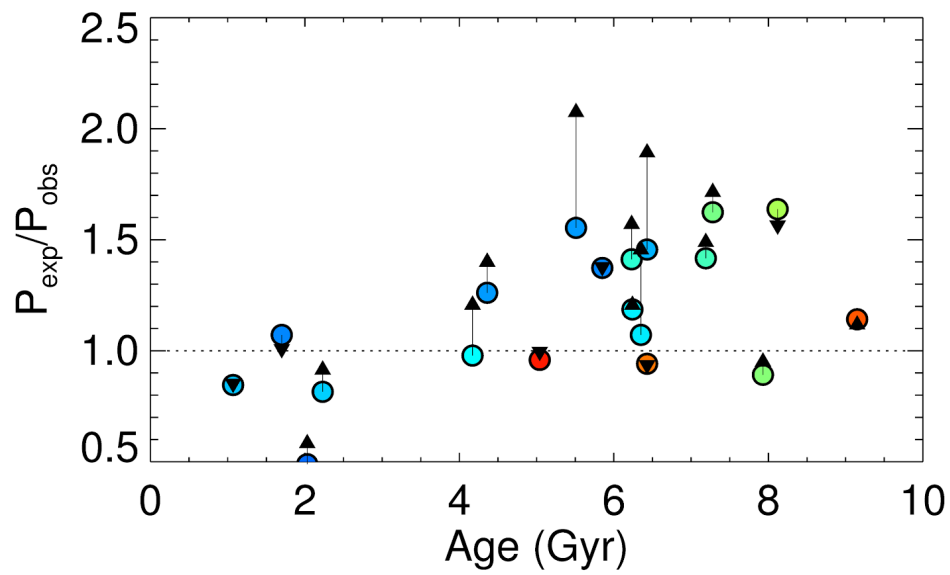


Figure 4: The shift in the period ratios due to the difference between vSP13 physics and the physics included in AMP stellar models. Circles are color-coded by ZAMS T_{eff} and represent the period ratio of the fiducial vSP13 model and observed periods. Arrows denote the shift in the period ratio when YREC models are run matching the AMP physics.

CHAPITRE 6

La rotation de surface pour contraindre la rotation interne

Sommaire

6.1 Estimer la rotation différentielle radiale en séquence principale	161
6.1.1 <i>Splittings</i> rotationnels : plusieurs contributions	162
6.1.2 Comparer les différentes rotations observées	165
6.2 Article Benomar et al. 2015	171

Après avoir étudié la rotation de surface des étoiles de type solaire, tournons-nous vers un autre aspect de la rotation, la rotation différentielle radiale. En effet, le cœur des étoiles ne tourne pas nécessairement à la même vitesse que les couches extérieures et donc que la surface. Nous y reviendrons dans le cas des géantes rouges au Chapitre 7. Les processus de transport de moment cinétique intimement liés à cette rotation différentielle radiale sont au cœur des problématiques actuelles de la physique stellaire et il est primordial d'obtenir le plus de contraintes observationnelles sur la rotation interne des étoiles.

Dans ce chapitre, nous verrons comment il est possible d'utiliser les mesures de la rotation de surface pour estimer le taux de rotation des zones radiatives des étoiles en séquence principale. Les résultats présentés ici sont détaillés dans l'article [Benomar et al. \(2015\)](#), inclus Partie 6.2.

6.1 Estimer la rotation différentielle radiale en séquence principale

Dans le cas des étoiles évoluées, la rotation interne peut être déduite de l'étude des modes mixtes issus du couplage entre modes de pression et modes de gravité. Pour les étoiles de type solaire en séquence principale, par contre, les plages de fréquences de ces deux types de modes ne sont pas suffisamment proches pour que des modes mixtes se développent. Comment alors contraindre la rotation interne ?

Pour le Soleil, il est possible d'observer un très grand nombre de modes car sa surface est parfaitement résolue. Le profil de rotation interne solaire est donc relativement bien connu jusqu'à $0,2 R_{\odot}$ (voir Figure 1.6). Pour les autres étoiles, cela n'est bien évidemment pas possible. Voyons toutefois comment il est possible d'utiliser uniquement les modes p pour estimer la rotation interne des étoiles en séquence principale.

6.1.1 *Splittings* rotationnels : plusieurs contributions

Nous avons vu au Chapitre 2 que les modes d'oscillation étaient modifiés en présence de rotation, donnant naissance aux *splittings* rotationnels. Ces *splittings* sont sensibles à la rotation de la région de l'étoile où les modes concernés se propagent. En fonction de leur degré l , les modes sont donc sensibles à des couches plus ou moins profondes de l'étoile. C'est en utilisant des modes de degrés l variés que le profil de rotation solaire a pu être dérivé.

Cependant, pour les autres étoiles, on observe en général uniquement les modes $l = 0$, insensibles à la rotation, $l = 1$, $l = 2$ et éventuellement $l = 3$ mais avec une visibilité faible. En pratique, on ne dispose donc que des modes $l = 1$ et 2 pour mesurer, dans certains cas, le *splitting*. Or ces modes se propagent dans des régions relativement similaires, ce qui ne permet pas d'identifier des différences significatives de leurs *splittings*. En revanche, ils sont sensibles à la rotation d'une grande partie de l'étoile et non uniquement de la surface, tout en étant néanmoins beaucoup plus sensibles à la rotation des couches externes. Ainsi, si l'on dispose d'une mesure de la rotation de surface, la comparaison de ce taux de rotation avec les *splittings* des modes p permet de contraindre la rotation à l'intérieur de l'étoile. Voyons comment cela peut être réalisé.

6.1.1.1 Sensibilité des *splittings* rotationnels

La sensibilité des modes d'oscillation à la rotation des régions où ils se propagent est représentée par ce qu'on appelle les *kernels* rotationnels ou plus simplement *kernels*, notés $K_{n,l}(r)$. Le kernel de chaque mode dépend de sa fonction propre et est relié au *splitting* rotationnel $\delta\nu_{n,l}$ et à la fréquence de rotation $f(r) = \Omega(r)/2\pi$ de la manière suivante :

$$\delta\nu_{n,l} = (1 - C_{n,l})f_{n,l} \quad \text{avec} \quad f_{n,l} = \int_0^R K_{n,l}(r)f(r) dr, \quad (6.1)$$

où $C_{n,l}$ est la constante de Ledoux (Cowling & Newing, 1949; Ledoux, 1951) qui mesure les effets de la force de Coriolis et tend vers 0 pour des modes p d'ordre n élevé, comme ceux observés dans les étoiles de type solaire ($C_{n,l} \approx 10^{-1}$ pour les modes solaires observés). Le *splitting* mesuré $\delta\nu_{n,l}$ a donc la même valeur (à 1% près) que la fréquence de rotation moyennée sur la région de propagation d'un mode (n,l) , $f_{n,l}$. Les incertitudes de mesure sur les *splittings* étant typiquement de l'ordre de 5%, le terme $C_{n,l}$ est en pratique négligeable.

Voyons alors à quoi ressemblent ces kernels. La Figure 6.1 présente des exemples de kernels, pour des modes $l = 1$ et 2 et des ordres $n = 10$ et 25 , dans trois étoiles différentes : le Soleil (Christensen-Dalsgaard et al., 1996), *Kepler-25* ($M = 1,26 \pm 0,03 M_{\odot}$, voir Benomar et al. 2014b) et HAT-P-7 ($M = 1,59 \pm 0,03 M_{\odot}$, Benomar et al. 2014b; Lund et al. 2014). Les kernels sont plus denses et de plus grande amplitude à proximité de la surface de l'étoile, ce qui indique que la sensibilité à la rotation est maximale pour cette région. Cela est dû au fait que les ondes acoustiques, qui sont les composantes principales des modes p d'ordre n élevé, ralentissent à l'approche de la surface. Ainsi les périodes des modes, principalement déterminées par le temps

de présence de ces modes dans chaque couche, sont très fortement influencées par la structure externe de l'étoile.

On remarque également que, pour $n \in [10; 25]$, ce qui correspond à peu près à la plage de modes observables, tous les kernels de même degré l sont quasiment identiques. En revanche, la position de la base de la ZC dépend fortement de la masse de l'étoile, les étoiles plus massives ayant une ZC plus fine. Cela implique que la contribution de la zone radiative aux *splittings* rotationnels est plus importante dans les étoiles plus massives. De plus, les intégrales des kernels dans la zone radiative dépendent quasiment linéairement du rayon normalisé, pour r/R compris entre environ 0,15 et la base de la ZC. Étant donné que le gradient de ces intégrales mesure la sensibilité à chaque couche de l'étoile, chaque mode propre sonde la zone radiative quasiment uniformément, des couches les plus internes jusqu'à sa limite supérieure.

6.1.1.2 *Splittings* et rotation dans la zone radiative et dans la zone convective

Toutes les étoiles de type solaire ont une structure relativement similaire : une couche convective externe et une couche radiative interne comprenant le cœur où se déroulent les réactions de fusion. Pour des masses supérieures à celle du Soleil, le cœur peut être convectif (voir Figure 1.4). La Figure 6.1 montre bien que les modes p ne sont pas sensibles au cœur de l'étoile. En revanche, il est important de noter que les *splittings* des modes p de bas degrés sont sensibles à tout le reste de la structure, à la fois la ZR et la ZC.

De manière à séparer les contributions des deux zones dans les *splittings*, on fait l'hypothèse que ces deux zones tournent de manière uniforme autour du même axe mais avec des fréquences de rotation différentes. Il est alors possible d'exprimer le *splitting* rotationnel $\delta\nu_{n,l}$ comme une moyenne pondérée de la fréquence de rotation de la zone radiative, f_{rad} , et de la zone convective, f_{conv} :

$$\delta\nu_{n,l} \approx I_{\text{rad}}f_{\text{rad}} + I_{\text{conv}}f_{\text{conv}} \quad \text{où} \quad I_{\text{rad}} = \int_0^{r_{\text{BZC}}} K_{n,l}(r) dr \quad \text{et} \quad I_{\text{conv}} = \int_{r_{\text{BZC}}}^R K_{n,l}(r) dr, \quad (6.2)$$

avec r_{BZC} le rayon correspondant à la base de la ZC. Chaque kernel étant normalisé, on a $I_{\text{rad}} + I_{\text{conv}} = 1$. Pour pouvoir utiliser la relation de l'équation (6.2), il est alors nécessaire de faire deux hypothèses. La première consiste à considérer que la rotation de la couche convective externe, f_{conv} , est égale à la rotation de surface, f_{surf} . Cette hypothèse est valide dans le cas du Soleil où on observe une différence du taux de rotation de 30% maximum en fonction de la latitude et de bien moins en fonction du rayon (voir par exemple Schou et al., 1998; Thompson et al., 2003; Eff-Darwich & Korzennik, 2013). La deuxième hypothèse consiste à considérer que le *splitting* rotationnel est relativement constant pour toutes les valeurs de n et l observées, de manière à pouvoir utiliser la moyenne $\langle \delta\nu_{n,l} \rangle$ comme le taux de rotation interne mesuré par la sismologie, f_{seis} . Ce point est justifié par la remarque faite plus haut que les kernels des modes p observés sont très similaires.

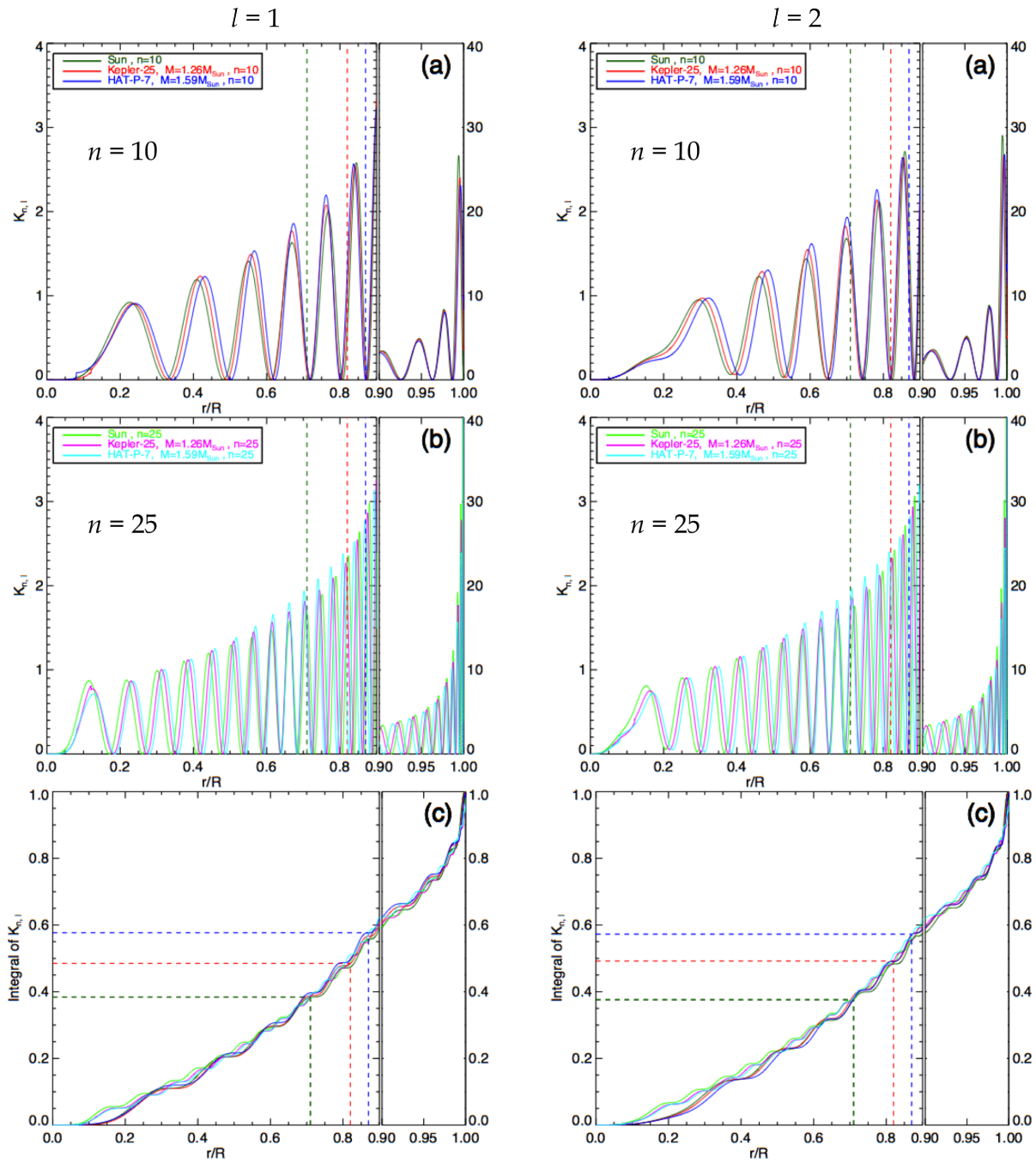


FIGURE 6.1: *Kernels* rotationnels du Soleil, de *Kepler-25* et de *HAT-P-7*. **Gauche** : modes $l = 1$. **Droite** : modes $l = 2$. **(a)** : *Kernels* rotationnels de modes d'ordre $n = 10$ en fonction du rayon normalisé. **(b)** : Idem pour $n = 25$. **(c)** : Intégrales des *kernels* précédents en fonction du rayon normalisé. Les lignes verticales en pointillé indiquent la base de la zone convective pour les trois étoiles.

On peut alors reformuler la relation de l'équation (6.2) pour expliciter la relation entre le taux de rotation de la surface, f_{surf} , le taux de rotation moyen de la zone radiative, $\langle f_{\text{rad}} \rangle$, et le taux de rotation interne mesuré par la sismologie, $f_{\text{seis}} = \langle \delta\nu_{n,l} \rangle$:

$$\langle f_{\text{rad}} \rangle = f_{\text{surf}} + \langle I_{\text{rad}} \rangle^{-1} (f_{\text{seis}} - f_{\text{surf}}) , \quad (6.3)$$

où $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne sur l'ensemble des modes observés, soit $10 \lesssim n \lesssim 25$ et $1 \leq l \leq 2$. Or f_{seis} et f_{surf} sont deux observables. De plus, on peut estimer $\langle I_{\text{rad}} \rangle$ via la modélisation stellaire. Il est donc possible, sous ces hypothèses, d'estimer le taux de rotation de la zone radiative des étoiles de type solaire. On peut également remarquer que les étoiles plus massives, dont la couche convective externe est peu épaisse, sont les meilleurs candidates pour réaliser une telle étude dans la mesure où on a alors $I_{\text{rad}} \gg I_{\text{conv}}$.

Voyons maintenant comment il est possible d'appliquer cette méthode à différentes étoiles observées par les satellites CoRoT et *Kepler*.

6.1.2 Comparer les différentes rotations observées

Dans ce travail, 22 étoiles ont été analysées ; 20 d'entre elles ont été observées par *Kepler* tandis que les 2 dernières l'ont été par le satellite CoRoT. On peut voir leurs positions sur le diagramme HR sur la Figure 6.2. Elles ont été choisies pour la bonne visibilité des *splittings* rotationnels de leur spectre de puissance. Les observations de ces étoiles peuvent être séparées en deux groupes. D'une part les mesures de la rotation de surface (f_{surf}) et d'autre part la mesure de la rotation via la sismologie (f_{seis}). Voyons tout d'abord comment a été mesurée la rotation à la surface de ces étoiles.

6.1.2.1 Mesure de la rotation de surface

Les mesures de rotation de surface utilisées dans ce travail sont de deux types : mesures spectroscopiques de $v \cdot \sin(i) = 2\pi R f_{\text{surf}}^{(1)} \sin(i)$ et mesures photométriques de $P_{\text{rot}} = 1/f_{\text{surf}}^{(2)}$. Comme précisé précédemment, les périodes $f_{\text{surf}}^{(1)}$ et $f_{\text{surf}}^{(2)}$ ne sont pas nécessairement identiques dans la mesure où elles ne reposent pas du tout sur les mêmes observations. Le $v \cdot \sin(i)$ est ainsi composé des contributions de l'ensemble de la surface visible de l'étoile tandis que P_{rot} mesure la rotation des latitudes où sont présentes les taches stellaires.

Les valeurs de $v \cdot \sin(i)$ des étoiles CoRoT ont été mesurées par Bruntt (2009). Pour les étoiles *Kepler*, à l'exception de *Kepler*-25 et HAT-P-7, elles ont été déterminées par Bruntt et al. (2012). Dans le cas de *Kepler*-25 et HAT-P-7, les valeurs utilisées proviennent respectivement des travaux de Pál et al. (2008) et de Marcy et al. (2014). Tous ces résultats sont résumés dans la Table 6.1.

Concernant les mesures photométriques, les fréquences $f_{\text{surf}}^{(2)}$ des deux étoiles CoRoT HD 49933 et HD 181420 ont été tirées respectivement des articles de Benomar et al. (2009b) et Barban et al. (2009). Pour les étoiles *Kepler*, la rotation de surface photométrique est dérivée des

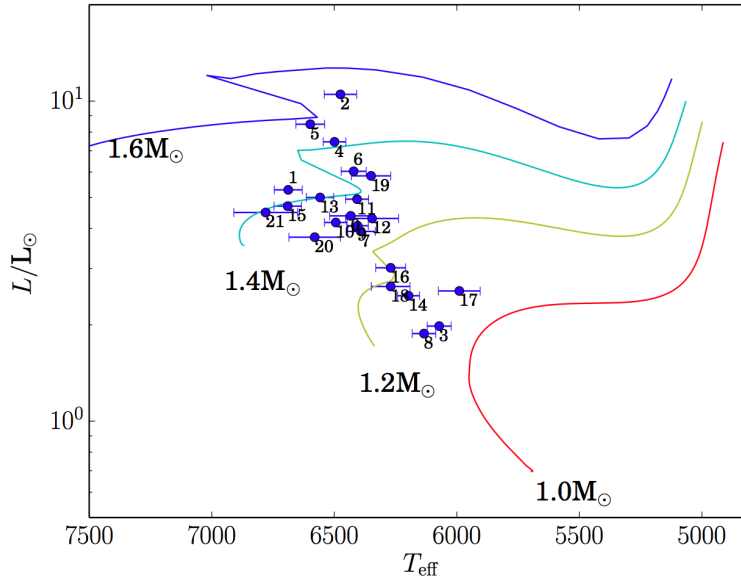


FIGURE 6.2: Positions sur le diagramme HR des 22 étoiles étudiées par Benomar et al. (2015). Les labels sont ceux de la Table 6.1. Les tracés évolutifs correspondent aux cas d'étoiles de métallicité solaire.

périodes P_{rot} que nous avons mesurées en utilisant la même méthode que celle décrite au Chapitre 4. Il est à noter qu'il n'est pas possible de réaliser de telles mesures pour *Kepler-25* et *HAT-P-7* car elles ne semblent pas avoir de taches sur leur surface visible. Les résultats sont également indiqués dans la Table 6.1

Nous disposons donc de mesures de rotation de surface pour toutes les étoiles de l'échantillon. Voyons à présent comment est déterminée la rotation et l'angle d'inclinaison à partir des modes d'oscillation.

6.1.2.2 Détermination de la rotation sismique et de l'angle d'inclinaison

Comme nous l'avons vu Partie 2.2.4, les multiplets dus au *splitting* rotationnel dépendent à la fois de la fréquence de rotation et de l'angle d'inclinaison de l'étoile. En pratique, la largeur effective des modes, reliée au temps de vie de ces modes d'oscillation, à laquelle s'ajoute l'excitation stochastique rend difficile la mesure précise de chacun de ces deux paramètres. De manière à les estimer au mieux, l'ensemble du spectre d'oscillation est ajusté par un ensemble de fonctions lorentziennes dont le centre, l'amplitude et la largeur peuvent varier. Ainsi, chaque mode (n, l, m) est ajusté, avec l'hypothèse que le *splitting* rotationnel $\delta\nu$ est constant sur tout le spectre. Cette méthode a déjà été largement utilisée par la communauté astérosismique (voir Ballot et al., 2008; Benomar et al., 2009a; Appourchaux et al., 2012; Chaplin et al., 2013; Benomar et al., 2014a; Lund et al., 2014; Davies et al., 2014) et il a été constaté que la précision des résultats était limitée par la corrélation existant entre $\delta\nu$ et l'angle d'inclinaison i .

Dans le travail présenté ici, l'ajustement du spectre par un ensemble de lorentziennes a été réalisé en utilisant une méthode bayésienne de Monte Carlo à Chaîne de Markov (voir par

TABLE 6.1: Mesures de la rotation issues des différentes méthodes, pour les étoiles étudiées par Benomar et al. (2015).

Label	Nom	$\delta\nu$ [μHz]	i_{seis} [$^\circ$]	$v \cdot \sin(i)$ [$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$]	P_{rot} [jours]
1	KIC 1435467	$1,73^{+0,23}_{-0,20}$	$62,90^{+12,60}_{-9,50}$	$10,00 \pm 1,00$	$6,68 \pm 0,89$
2	KIC 2837475	$3,19^{+0,08}_{-0,09}$	$75,40^{+5,60}_{-4,50}$	$23,50 \pm 2,35$	$3,68 \pm 0,36$
3	KIC 3424541	$2,43^{+0,08}_{-0,08}$	$84,90^{+4,10}_{-5,50}$	$29,80 \pm 2,98$	$3,46 \pm 0,33$
4	KIC 6116048	$0,71^{+0,08}_{-0,06}$	$65,30^{+12,10}_{-9,50}$	$4,00 \pm 0,40$	$17,26 \pm 1,96$
5	KIC 6508366	$2,25^{+0,07}_{-0,07}$	$83,90^{+4,70}_{-6,00}$	$18,20 \pm 1,82$	$3,70 \pm 0,35$
6	KIC 6679371	$1,91^{+0,09}_{-0,07}$	$82,00^{+5,50}_{-6,50}$	$19,20 \pm 1,92$	$5,48 \pm 0,50$
7	KIC 7103006	$2,43^{+0,23}_{-0,18}$	$44,30^{+4,00}_{-4,50}$	$13,20 \pm 1,32$	$4,62 \pm 0,48$
8	KIC 7206837	$2,06^{+0,53}_{-0,50}$	$38,90^{+10,60}_{-6,60}$	$10,10 \pm 1,02$	$4,04 \pm 0,28$
9	KIC 9139151	$1,03^{+0,21}_{-0,11}$	$65,00^{+15,00}_{-13,60}$	$6,00 \pm 0,60$	$10,96 \pm 2,22$
10	KIC 9139163	$3,20^{+0,39}_{-0,34}$	$28,00^{+3,50}_{-4,00}$	$4,00 \pm 0,40$	$6,10 \pm 0,47$
11	KIC 9206432	$1,71^{+0,27}_{-0,43}$	$42,50^{+12,20}_{-18,10}$	$6,70 \pm 0,67$	$8,80 \pm 1,06$
12	KIC 9812850	$1,72^{+0,26}_{-0,14}$	$74,70^{+11,70}_{-15,20}$	$12,90 \pm 1,29$	$5,19 \pm 0,79$
13	KIC 10162436	$2,24^{+0,15}_{-0,15}$	$24,20^{+2,10}_{-2,50}$	$6,50 \pm 0,65$	$11,96 \pm 2,05$
14	KIC 10355856	$1,38^{+0,22}_{-0,15}$	$71,40^{+13,10}_{-13,50}$	$7,20 \pm 0,72$	$4,47 \pm 0,31$
15	KIC 10454113	$1,11^{+0,51}_{-0,32}$	$43,50^{+26,00}_{-13,50}$	$5,50 \pm 0,55$	$14,61 \pm 1,09$
16	KIC 11253226	$2,88^{+0,29}_{-0,22}$	$75,00^{+10,50}_{-12,00}$	$15,10 \pm 1,51$	$3,64 \pm 0,37$
17	KIC 12009504	$1,28^{+0,06}_{-0,07}$	$72,10^{+7,20}_{-5,60}$	$8,40 \pm 0,84$	$9,39 \pm 0,68$
18	KIC 12258514	$0,56^{+0,35}_{-0,22}$	$34,50^{+30,30}_{-12,10}$	$3,50 \pm 0,35$	$15,00 \pm 1,84$
19	Kepler-25	$1,73^{+0,14}_{-0,20}$	$67,10^{+11,20}_{-7,60}$	$9,50 \pm 0,50$	-
20	HAT-P-7	$0,68^{+1,04}_{-0,41}$	$27,80^{+35,40}_{-18,20}$	$3,80 \pm 0,50$	-
21	HD 49933	$2,42^{+1,70}_{-1,09}$	$25,70^{+16,20}_{-7,20}$	$10,00 \pm 0,50$	$3,40 \pm 0,40$
22	HD 181420	$2,86^{+0,62}_{-0,53}$	$53,70^{+14,60}_{-10,10}$	$18,00 \pm 1,00$	$2,56 \pm 0,57$

exemple Benomar et al., 2009a; Handberg & Campante, 2011, pour des applications à l'astérosismologie). Cette méthode permet d'évaluer les fonctions de densité de probabilité pour le *splitting* $\delta\nu$ et l'angle d'inclinaison i ainsi que leur corrélation. Les résultats de cette méthodologie sont résumés dans la Table 6.1.

La Figure 6.3 présente l'ensemble des contraintes observationnelle (sismiques, spectroscopiques et photométriques) pour le cas de KIC 7206837. Dans ce cas, on constate que toutes les observations sont en bon accord les unes avec les autres, ce qui suggère un taux de rotation différentielle radial faible.

En complément de cette analyse, les étoiles étudiées ont été modélisées en utilisant le code d'évolution stellaire MESA (Paxton et al., 2011, 2013) qui recherche un modèle reproduisant à la fois les observations classiques (T_{eff} , $\log(g)$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$) et les observables sismiques (fréquences d'oscillation). Ces modèles permettent d'obtenir de manière précise les caractéristiques globales de l'étoile (masse, rayon) ainsi que les grandeurs I_{conv} et I_{rad} dont nous aurons besoin pour déduire la rotation interne.

Connaissant le rayon, on peut en déduire la fréquence de rotation correspondant aux mesures spectroscopiques de la rotation de surface et la comparer à celle que nous avons déduite de la photométrie. La Figure 6.4 présente cette comparaison. On constate que l'accord entre ces différentes méthodes est globalement très bon, ce qui renforce la crédibilité de ces mesures, mais que certaines étoiles se situent nettement à l'écart d'un accord un-un. Cela peut provenir

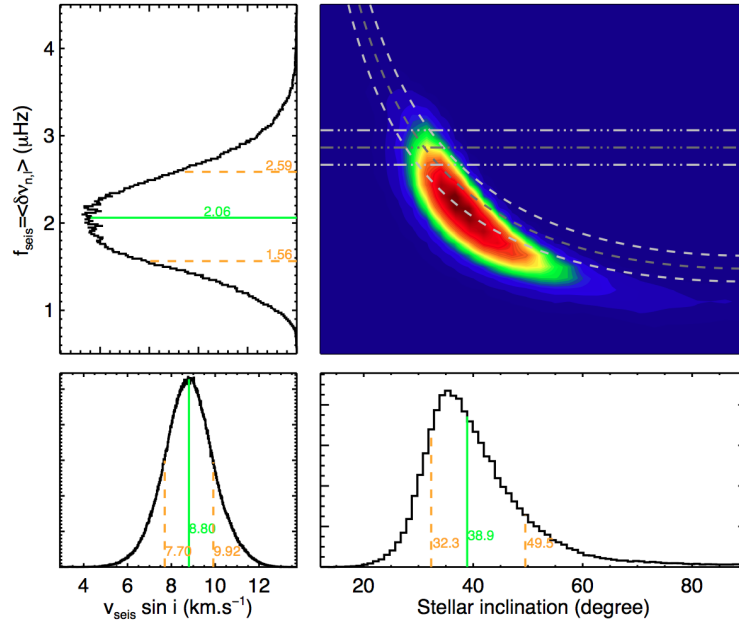


FIGURE 6.3: *Splitting* rotationnel et angle d'inclinaison provenant de l'analyse sismique de KIC 7206837. **Haut, droite** : Carte de corrélation entre $\delta\nu$ et i ; le rouge et le bleu correspondent respectivement à une forte et une faible corrélation; la rotation mesurée grâce aux tâches stellaires est indiquée par la ligne noire mixte tirets-points tandis que le $v \cdot \sin(i)$ est marquée par la ligne noire en tirets; les incertitudes sont données en gris. **Haut, gauche** : Densité de probabilité du *splitting* rotationnel. **Bas, droite** : Densité de probabilité de l'angle d'inclinaison. **Bas, gauche** : Densité de probabilité de la vitesse de rotation déduite des valeurs sismiques.

de plusieurs sources : une détermination erronée du $v \cdot \sin(i)$ (à cause des effets de la turbulence, par exemple), une mauvaise mesure de la période de rotation (à cause de la présence de plusieurs régions actives, par exemple), ou bien d'une différence intrinsèque entre les deux mesures à cause de la présence de rotation différentielle latitudinale. Dans le cas de cet échantillon, il n'est pas possible de discriminer ces différents scénarios à partir des observations présentées ici. Une étude plus détaillée de chaque étoile serait nécessaire pour pouvoir conclure.

Passons à présent à la dernière étape de cette étude, l'estimation du taux de rotation de la zone radiative.

6.1.2.3 Déduction de la rotation interne

Dans un premier temps, il est possible de comparer directement la fréquence de rotation venant des mesures spectroscopiques, $f_{\text{surf}}^{(1)}$, et celles issues de notre analyse, $f_{\text{surf}}^{(2)}$, à la fréquence de rotation déduite des *splittings* rotationnels, f_{seis} . La Figure 6.5 présente ces deux comparaisons pour toutes les étoiles de l'échantillon auxquelles s'ajoute le Soleil. On remarque que pour la grande majorité des étoiles, $f_{\text{surf}}^{(1)}$ et $f_{\text{surf}}^{(2)}$ sont très proches de f_{seis} , ce qui suggère un faible taux de rotation différentielle radiale. Le cas du Soleil, dont le profil de rotation est très plat, semble donc pouvoir se généraliser aux autres étoiles de type solaire. Néanmoins, on peut remarquer

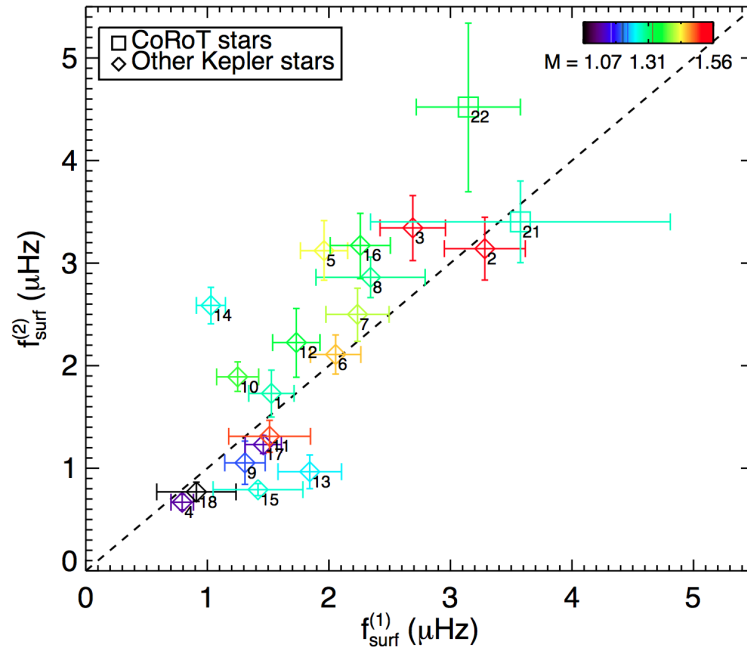


FIGURE 6.4: Comparaison entre les fréquences de rotation issues de la spectroscopie et de la photométrie. La couleur correspond à la masse des étoiles, les labels sont ceux de la Table 6.1 et la ligne en pointillé marque le rapport un-un entre les deux fréquences.

que l'étoile repérée par l'indice 10, KIC 9139163, s'éloigne clairement de la ligne d'accord un-un dans les deux cas. Cette étoile semble donc avoir une rotation interne nettement plus élevée que sa rotation de surface. Dans le cas des périodes issues de notre étude, l'étoile indiquée par l'indice 13, KIC 10162436, semble également avoir une rotation interne plus rapide. Il est possible cependant que notre méthode ait repéré une période égale à la moitié de la période réelle, à cause de la présence de deux régions actives de part et d'autre de l'étoile. Cela pourrait expliquer le rapport 2 entre $f_{\text{surf}}^{(1)}$ et $f_{\text{surf}}^{(2)}$ pour cette étoile.

Pour quantifier la proximité entre les valeurs de surface et les valeurs sismiques, des cas correspondant à des étoiles terminant leur évolution pré-séquence principale ont été calculées, en faisant l'hypothèse d'une conservation locale de moment cinétique dans la zone radiative et une rotation uniforme dans la zone convective. Les valeurs correspondantes sont représentées par la ligne mixte rouge sur la Figure 6.5. Étant donné le peu d'évolution structurelle des étoiles lors de la séquence principale, cette limite correspond à un état standard si aucun processus de transport de moment cinétique n'intervient. Or on observe que quasiment toutes les étoiles de l'échantillon se trouvent sous cette ligne. Ce résultat suggère fortement qu'un processus de transport de moment cinétique efficace est à l'œuvre durant la séquence principale de ces étoiles.

Il est enfin possible de déduire la fréquence de rotation interne moyenne $\langle f_{\text{rad}} \rangle$ en utilisant l'équation (6.3) et les approximations correspondantes. On peut alors estimer le taux de rotation différentielle, $\langle f_{\text{rad}} \rangle / f_{\text{surf}}$ des étoiles considérées. C'est ce que présente la Figure 6.6. On peut constater que la distribution des étoiles de l'échantillon est parfaitement compatible avec une absence de rotation différentielle radiale. De plus, de manière individuelle quasiment toutes les étoiles ont une rotation différentielle radiale n'excédant pas un facteur 2. Seule KIC 9139163

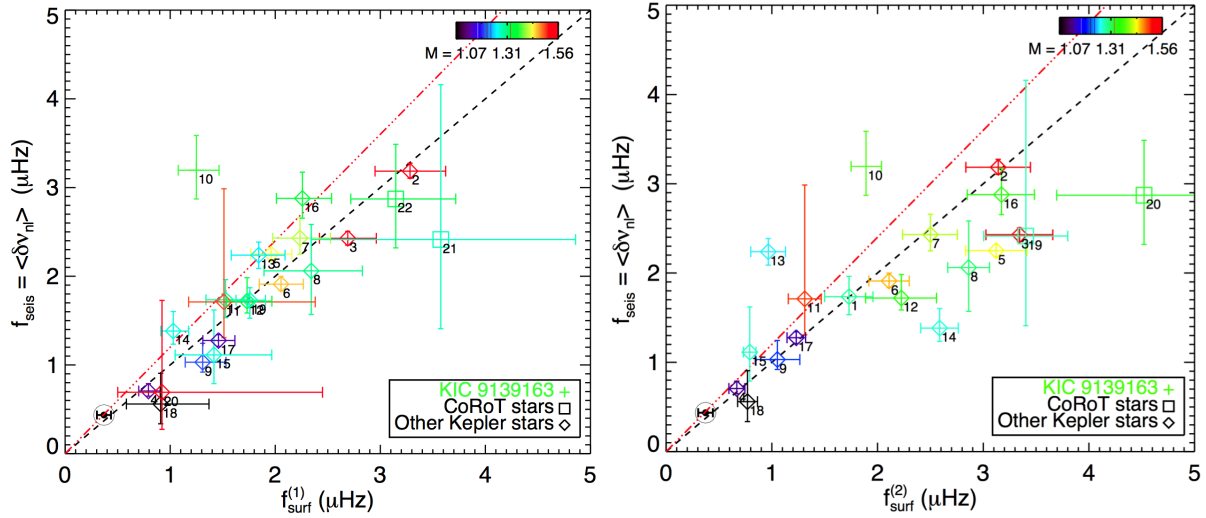


FIGURE 6.5: Comparaisons entre les fréquences de rotation issues de la sismologie et celles venant de la spectroscopie (gauche) et de la photométrie (droite). Le Soleil est représenté par le symbole \odot . La couleur correspond à la masse des étoiles, les labels sont ceux de la Table 6.1 et les lignes en pointillé marquent le rapport un-un entre les deux fréquences. Les lignes mixtes rouges donnent le rapport attendu pour des modèles au début de la séquence principale quand on fait l'hypothèse d'une conservation locale de moment cinétique dans la zone radiative et une rotation uniforme dans la zone convective.

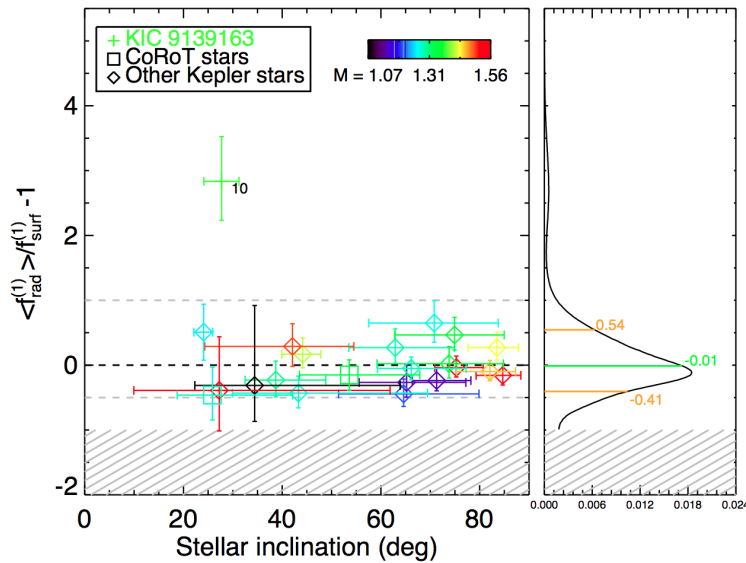


FIGURE 6.6: Taux de rotation différentielle radiale des étoiles de type solaire, en fonction de leur angle d'inclinaison. Les lignes en pointillé grise marquent un taux de rotation différentielle de 2. Le panneau de droite représente la fonction de densité de probabilité de l'échantillon, la médiane étant indiquée en vert et les limites de l'intervalle de confiance à 1σ en orange.

(indice 10) sort du lot. Il s'agit donc d'un candidat idéal pour une étude plus approfondie de sa rotation.

En conclusion, les résultats de cette étude montrent que les étoiles de l'échantillon considéré ont des taux de rotation interne très similaires à leurs taux de rotation en surface, à l'exception notable de KIC 9139163. Cela suggère que les étoiles de ce type ont, comme le Soleil,

un profil de rotation radial essentiellement plat. Nous verrons à la Partie III que l'étude des étoiles évoluées conduit à des conclusions similaires. Tout comme les travaux de [Turck-Chièze et al. \(2010\)](#) concernant le Soleil, cette conclusion pointe la nécessité d'avoir des processus de transport de moment cinétique efficaces depuis les couches internes vers les couches externes durant la séquence principale, qu'il s'agisse de ceux générés par la rotation (voir [Decressin et al., 2009](#)) ou bien des nouveaux processus envisagés tels que les ondes internes de gravité ([Talon & Charbonnel, 2003](#)) ou le champ magnétique fossile ([Spruit, 1999](#)).

À partir du chapitre suivant, nous aborderons la troisième partie de ce manuscrit et continuerons notre évolution sur le diagramme HR en nous intéressant cette fois à la rotation des étoiles évoluées, une fois qu'elles ont quitté la séquence principale.

La section suivante reproduit l'article complet de [Benomar et al. \(2015\)](#), dans sa version acceptée par MNRAS, en anglais.

6.2 Article [Benomar et al. 2015](#)

Nearly-uniform internal rotation of solar-like main-sequence stars revealed by space-based asteroseismology and spectroscopic measurements

O. BENOMAR^{1*}, M. TAKATA¹, H. SHIBAHASHI¹, T. CEILLIER², R. A. GARCÍA²

¹Department of Astronomy, School of Science, The University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

²Laboratoire AIM, CEA/DSM - CNRS - Univ. Paris Diderot - IRFU/SAP, Centre de Saclay, 91191, Gif-sur-Yvette Cedex, France

Accepted 2015 3 July. Received 2015 May 22; in original form 2015 February 2015

ABSTRACT

The rotation rates in the deep interior and at the surface of 22 main-sequence stars with masses between 1.0 and 1.6 M_{\odot} are constrained by combining asteroseismological analysis with spectroscopic measurements. The asteroseismic data of each star are taken by the *Kepler* or CoRoT space mission. It is found that the difference between the surface rotation rate and the average rotation rate (excluding the convective core) of most of stars is small enough to suggest that an efficient process of angular momentum transport operates during and/or before the main-sequence stage of stars. If each of the surface convective zone and the underlying radiative zone, for individual stars, is assumed to rotate uniformly, the difference in the rotation rate between the two zones turns out to be no more than a factor of two in most of the stars independently of their ages.

Key words: asteroseismology, methods: data analysis, stars: interiors, stars: oscillations, stars: rotation, stars: solar-type

1 INTRODUCTION AND SUMMARY

Rotation is one of the fundamental issues that affect stellar structure and evolution. It induces material mixing processes which may have a significant influence on nucleosynthesis in stars and affects their evolution tracks. In addition, the stellar rotation plays a crucial role in the dynamo process, which is essential for the generation and maintenance of the magnetic field in stars.

A key process to understand the stellar rotation is angular momentum transport. In almost all phases of evolution, the core of stars gradually contracts, while the envelope expands, so that the rotation rate of the core is larger than that of the envelope, as long as the angular momentum is locally conserved. This general trend is compensated by the transport of the angular momentum from the core to the envelope. While many uncertainties still remain in the theoretical treatment, some clear evidences to support the presence of efficient angular momentum transport have been found in observations. Helioseismology has demonstrated nearly-uniform rotation of the Sun in the radial direction from 30 per cent of the total radius (at least) to the surface (e.g. Schou et al. 1998; Thompson et al. 2003; Eff-Darwich & Korzennik 2013). The surface rotation rates of white dwarfs, which are essentially cores of red giants, are much smaller than the value obtained by shrinking the Sun to the typical size of those stars assuming local conser-

vation of angular momentum. Asteroseismology has also recently shown that the core-to-envelope ratio of the rotation rate of several subgiants and young red giants is about 60 at most (Beck et al. 2012; Deheuvels et al. 2012, 2014), and that almost uniform rotation is detected in a main-sequence A star (Kurtz et al. 2014) and in a main-sequence F star (Saio et al. 2015). All of these results indicate that the angular momentum in the core is efficiently transported to the envelope. On the other hand, we remark that some model-dependent studies about B stars based on ground-based observation have presented only weak arguments of non-rigid rotation (Aerts et al. 2003; Pamyatnykh, Handler & Dziembowski 2004).

In spite of these results, the number of main-sequence stars in which the structure of the internal rotation has been measured is still very limited. In this paper, we present the first statistical study of the radial rotation structure for main-sequence solar-like stars. A method is proposed to constrain the ratio between the internal and surface rotation rates of a star that shows solar-like oscillations. On one hand, we measure the average interior rotation rate, f_{seis} , by asteroseismology. On the other hand, the surface rotation rate, f_{surf} , is determined either by spectroscopy or by measuring periodic luminosity variation due to stellar spots. An agreement between f_{seis} and f_{surf} implies uniform rotation, whereas a disagreement suggests a differential rotation. The determination of the core rotation rate based on high-order and low-degree p modes has been tried in helioseismology (e.g. Elsworth et al. 1995; Lazrek et al. 1996; García et al. 2004), though these have been found to be only

* E-mail: othman.benomar@astron.s.u-tokyo.ac.jp

Troisième partie

Rotation et activité magnétique des étoiles de type solaire évoluées

CHAPITRE 7

La rotation des étoiles évoluées

Sommaire

7.1	Après la séquence principale : phases sous-géantes et géantes rouges	175
7.1.1	Identifier les différents types de géantes rouges	176
7.1.2	Histoire rotationnelle des étoiles évoluées	180
7.1.3	Une rotation de surface difficilement observable	182
7.2	Identification spectroscopique des géantes rouges à rotation rapide	183
7.2.1	La détection de la rotation via la spectroscopie : le $v \cdot \sin(i)$	183
7.2.2	Identification des rotateurs rapides et anormaux	184
7.2.3	Les explications probables d'une rotation anormale	188
7.3	Article Tayar et al. 2015	192
7.4	Rotation de surface des géantes rouges	194
7.4.1	Méthodologie employée	194
7.4.2	Périodes mesurées	198
7.4.3	Une éventuelle pollution des données	199
7.4.4	Comparaison avec des mesures spectroscopiques	202
7.4.5	Périodes de rotation finales et populations stellaires	203

Poursuivons donc notre exploration de la rotation stellaire et de son histoire dans le diagramme HR en nous tournant vers les étapes suivant la séquence principale : les phases sous-géante et géante rouge.

Ce chapitre présente des mesures de la rotation de surface pour ce type d'étoiles, utilisant des moyens divers, et interprète ces résultats à la lumière de ce que la théorie prédit concernant leur rotation. Dans un premier temps, nous détaillerons les changements que subissent les étoiles dans ces phases et comment évolue leur rotation. Puis nous verrons comment il est possible d'identifier des rotateurs anormaux parmi ces étoiles grâce à des observations spectroscopiques. Enfin, nous présenterons quels résultats produit notre technique d'extraction de la rotation de surface pour les géantes rouges et comment ceux-ci peuvent être interprétés.

7.1 Après la séquence principale : phases sous-géantes et géantes rouges

Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, les étoiles de type solaire quittent la séquence principale lorsqu'elles ont épuisé leur hydrogène central. Elles passent alors par les phases de sous-géante

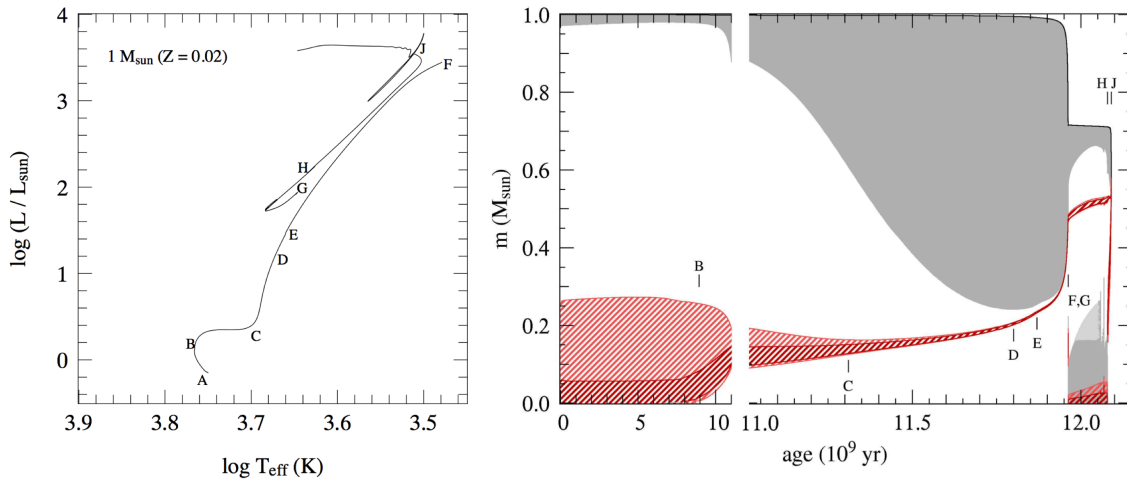


FIGURE 7.1: Évolution d'une étoile de $1 M_{\odot}$. **Gauche** : Tracé évolutif d'une étoile similaire au Soleil dans le diagramme HR. **Droite** : Diagramme de Kippenhahn d'une étoile similaire au Soleil, délimitant les zones convectives (gris foncé), semi-convectives (gris clair, convection partielle sans transports de matière à grande échelle) et les régions de production d'énergie par la fusion nucléaire (rouge foncé : $\epsilon_{\text{nuc}} > 5L/M$; rouge clair : $\epsilon_{\text{nuc}} > L/M$). Les différentes étapes évolutives sont indiquées par des lettres (voir texte). Source : [Pols 2009](#).

et de géante qui son liées à des changements importants de leur structure interne. Ces phases se décomposent d'ailleurs en plusieurs étapes bien définies, par lesquelles les étoiles passent successivement.

Il existe donc plusieurs catégories d'étoiles évoluées de type solaire. Voyons quels sont ces différents catégories et comment il est possible de les distinguer par des analyses sismiques.

7.1.1 Identifier les différents types de géantes rouges

Il n'est pas toujours facile d'identifier l'étape évolutive d'une étoile à partir de ses observations. Dans cette partie, nous commencerons donc par résumer les phases de l'évolution stellaire suivant la séquence principale avant de voir comment l'astérosismologie permet de différencier nettement les différents types d'étoiles évoluées.

7.1.1.1 Phases évolutives et structure interne

Si la séquence principale est une étape évolutive extrêmement stable, ce n'est pas le cas des phases suivantes. De manière à définir clairement les étapes successives que traversent les étoiles évoluées, nous allons suivre ici le cas d'une étoile de $1 M_{\odot}$, résumé par la Figure 7.1 à laquelle nous nous reporterons régulièrement. Les durées indiquées pour les différentes phases correspondent au cas solaire et sont à comparer à la durée de la séquence principale du Soleil, 8,5 milliards d'années. Pour une revue plus détaillée et balayant une large gamme de masses, on pourra se rapporter au très exhaustif [Kippenhahn et al. \(2012\)](#) ou au plus synthétique [Pols \(2009\)](#).

Phase sous-géante (B-C ; 1,25 milliards d'années)

Sur la Figure 7.1, on peut voir qu'à partir du repère B, la fusion de l'hydrogène dans le cœur s'arrête pour continuer en couche au dessus de la région centrale. Cela conduit à une contraction du cœur et à une augmentation de sa température. Cet effet, combiné à l'énergie produite par la fusion de l'hydrogène en couche, force les couches externes à évacuer plus d'énergie. De ce fait, ces couches se dilatent et par conséquent se refroidissent. Ainsi le rayon de l'étoile augmente et sa température diminue. Ces deux effets se compensant, la luminosité reste quasi-constante, d'où le trajet horizontal dans le diagramme HR. L'hélium produit par la fusion en couche fait augmenter la masse du cœur qui continue à se contracter jusqu'à atteindre un état dégénéré qui bloque sa contraction. C'est la fin de la phase sous-géante (repère C). Pour les étoiles plus massives ($2 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$), la fin de la phase sous-géante correspond au moment où le cœur de l'étoile atteint la limite de Schönberg-Chandrasekhar (Schönberg & Chandrasekhar, 1942) et se contracte violemment.

Branche des géantes rouges (C-F ; 0,75 milliards d'années)

Une fois le cœur d'hélium dégénéré, la fusion de l'hydrogène en couche continue, l'épaisseur de cette couche se réduisant. L'étoile est alors sur ce qu'on appelle la branche des géantes rouges (ou RGB, pour *Red Giant Branch*). La masse du cœur augmente progressivement tandis que les couches externes continuent de s'étendre. Le rayon de l'étoile augmente considérablement ($\times 250$ pour $1 M_{\odot}$) et sa température diminue progressivement. La zone convective externe plonge profondément dans l'étoile et mélange donc une partie plus importante de celle-ci. Elle finit par atteindre un minimum (repère D), c'est ce qu'on appelle le premier *dredge-up*. Un peu plus tard, la région de fusion de l'hydrogène, qui s'éloigne du centre de l'étoile, atteint la zone ainsi mélangée par la convection et plus riche en hydrogène (E). Cela conduit à une modification du taux des réactions nucléaires et à une baisse brusque de la luminosité. En zoomant sur le tracé évolutif, on pourrait apercevoir à cet endroit une petite boucle correspondant à cette baisse. La fusion continue ensuite, toujours en couche, jusqu'à ce que les conditions au cœur soient suffisantes pour initier la fusion de l'hélium central (repères F-G). Cet allumage se produit brutalement pour les étoiles de faibles masses ($M < 2 M_{\odot}$), leur cœur étant dégénéré, conduisant à ce qu'on appelle le flash de l'hélium. Pour les étoiles plus massives, cet allumage se fait plus progressivement. Sur la branche des géantes, les étoiles perdent également une part importante de leurs couches extérieures (30% de la masse totale dans le modèle présenté ici).

Red clump (G-H ; 0,15 milliard d'années)

Une fois la fusion de l'hélium stabilisée, l'étoile se retrouve dans une région bien définie du diagramme HR. Cette concentration s'explique par le flash de l'hélium, phénomène qui se produit toujours pour un cœur dégénéré d'environ $0,45 M_{\odot}$. Les étoiles de faibles masses arrivant à cette étape évolutive ont donc une structure très similaire, d'autant que la perte de masse sur la branche des géantes a homogénéisé leurs masses. C'est pour cette raison que cette région du diagramme HR, regroupant un grand nombre d'étoiles, est appelé le *red clump* (ou simplement *clump*, "regroupement" en anglais). Il est proche de la branche des géantes, ce qui rend difficile de distinguer ces étoiles de celles qui sont sur cette branche. Les étoiles plus massives, qui ne subissent pas le flash de l'hélium, se regroupent à cette étape dans une région voisine du *clump* sur le diagramme HR, qui est appelée *clump* secondaire. On peut noter que durant cette phase,

en plus de la fusion de l'hélium dans le cœur de l'étoile, la fusion de l'hydrogène en couche continue.

Branche asymptotique des géantes (H-J ; <0,1 milliard d'années)

À un certain point, l'hélium au cœur de l'étoile n'est plus assez abondant et les réactions de fusions continuent en couches, le cœur de l'étoile étant en contraction. Cette étape est appelée branche asymptotique des géantes (ou AGB, pour *Asymptotic Giant Branch*). Cette branche est parallèle à la RGB sur le diagramme HR et l'étoile suit une évolution similaire : contraction du cœur, expansion des couches externes et perte de masse très importante (toutes les couches externes sont éjectées). Cette évolution continue jusqu'à ce que les conditions physiques au sein de l'étoile ne permettent plus de fusionner l'hélium.

Post-AGB et naine blanche

Lorsque l'étoile quitte l'AGB, la fusion de l'hydrogène en couche est toujours active, ce qui conduit à une évolution suivant une branche horizontale sur le diagramme HR, appelée post-AGB. Enfin, toutes les réactions nucléaires finissent par s'arrêter et le cœur n'est pas assez massif pour initier la fusion d'éléments plus lourds. Il ne reste alors plus qu'un cœur dégénéré (dont la composition dépend de la masse initiale de l'étoile) qui brille en rayonnant l'énergie thermique stockée dans ses couches internes : une naine blanche.

Toutes ces phases occupent donc des régions très proches dans le diagramme HR et il n'est pas aisé de distinguer les étoiles des différentes phases à partir de mesures classiques, de type spectroscopique. En particulier, séparer les étoiles du *red clump* de celles de la branche des géantes est délicat. La partie suivante montre comment l'astérosismologie apporte un nouvel éclairage à ce problème.

7.1.1.2 Identification grâce à l'astérosismologie

Ce qui rend difficile la distinction entre les différents types d'étoiles (RGB, *clump*, AGB) c'est que de l'extérieur elles sont très similaires (rayon, T_{eff} , luminosité). En revanche, nous avons vu que leur structure subissait de profondes modifications. Or, les modes d'oscillations sont sensibles à la structure interne et peuvent donc nous fournir des informations cruciales sur l'état évolutif. La Figure 7.2 présente ainsi les spectres d'oscillations de différentes étoiles évoluées. On voit aisément que leur fréquence caractéristique ν_{max} est corrélée à leur position dans le diagramme HR. Par contre, il ne permet pas de conclure de manière précise sur leur état évolutif, certaines étoiles pouvant indifféremment faire partie de la branche des géantes ou du *clump*, comme par exemple des étoiles 6, 7 et 8 de la Figure 7.2.

Cela dit, comme nous l'avons vu au Chapitre 2, on peut observer dans ces étoiles des modes mixtes dont les caractéristiques sont celles de modes p dans les couches externes de l'étoile et celles de modes g dans la zone radiative. Ces modes sont particulièrement sensibles aux conditions dans le cœur de l'étoile tout en ayant une visibilité suffisante à la surface pour être observés.

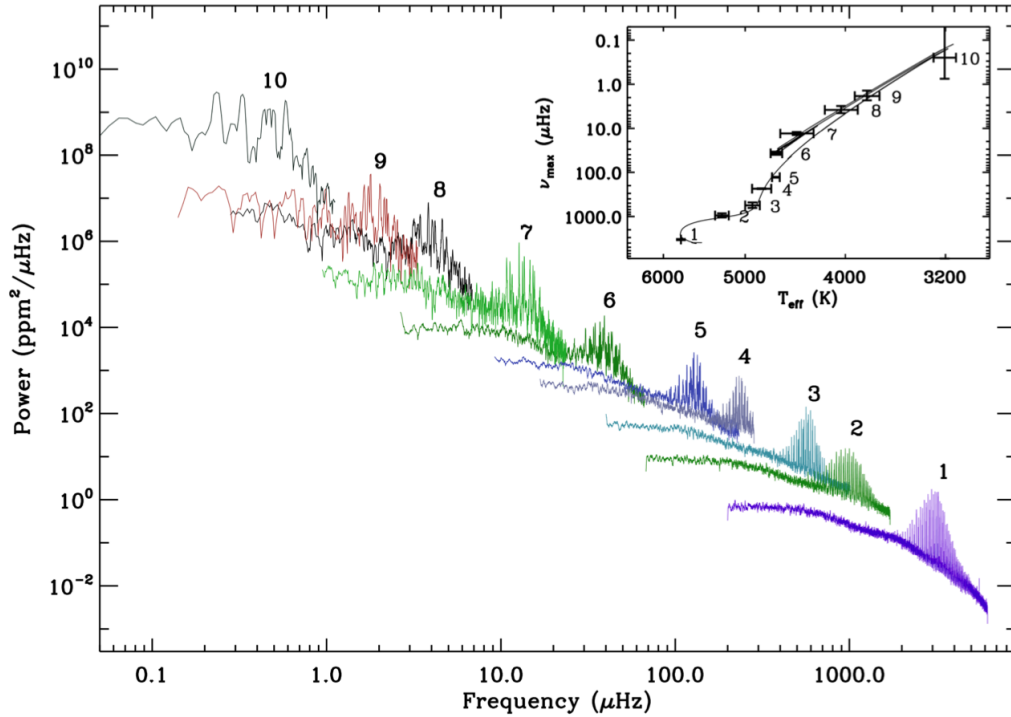


FIGURE 7.2: Spectres d'étoiles de type solaire à différentes étapes évolutives. Les numéros relient les spectres à la position de l'étoile sur le diagramme HR sur lequel est précisé le tracé évolutif d'une étoile de $1 M_{\odot}$. L'étoile 1 est le Soleil, en séquence principale, l'étoile 2 est en phase sous-géante et les suivantes sont toutes des géantes rouges, à différents stades évolutifs. La séquence évolutive réelle est 1-2-3-4-5-8-9-10-6/7 (les étoiles 6 et 7 diffèrent par leur masse). Source : [Garcia & Stello 2015](#).

Pour caractériser ces étoiles, il est donc intéressant de comparer deux grandeurs reliées aux propriétés des modes p et g : la grande séparation $\Delta\nu$ et la *period spacing* $\Delta\Pi_{l=1}$. Ces deux grandeurs se déduisent des conditions physiques de l'étoile de la manière suivante :

$$\Delta\nu = \left[2 \int_0^R \frac{dr}{c_s} \right]^{-1}, \quad (7.1)$$

$$\Delta\Pi_1 = \frac{2\pi^2}{\sqrt{2}} \left[\int_{Z_R} N \frac{dr}{r} \right]^{-1}, \quad (7.2)$$

où c_s est la vitesse du son et N la fréquence de Brunt-Väisälä (voir Partie 2.1.2). Ainsi la grande séparation est sensible à la densité de l'étoile (et principalement de ses couches externes) tandis que la *period spacing* dépend entre autres de la taille du cœur radiatif (voir [Montalbán et al., 2013](#)).

Si le paramètre $\Delta\nu$ est relativement aisé à mesurer, la *period spacing* $\Delta\Pi_1$ doit être déduit des fréquences individuelles des modes mixtes et demande une analyse fine. Néanmoins, il est possible de l'estimer pour un grand nombre d'étoile et donc de comparer l'évolution de ces deux paramètres sismiques, comme le montre la Figure 7.3. On constate alors que plusieurs

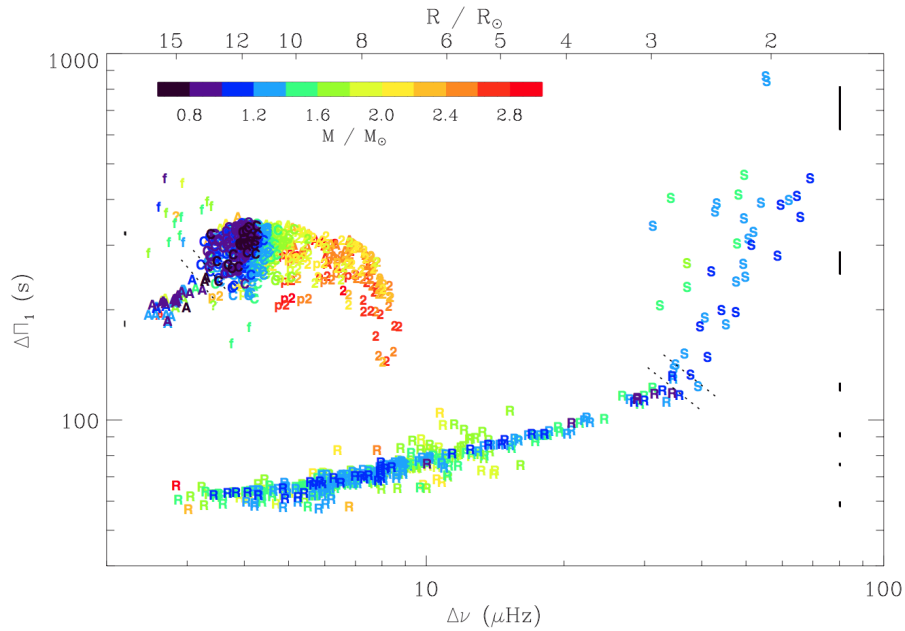


FIGURE 7.3: *Period spacing* $\Delta\Pi_1$ en fonction de la grande séparation $\Delta\nu$, pour les étoiles évoluées. Les couleurs correspondent aux masses des étoiles et les différents états évolutifs sont indiqués par les lettres S (sous-géante), R (RGB), f (étoiles ayant juste subi le flash de l'hélium), C (*red clump*), p2 (progéniteurs des étoiles du *clump* secondaire), 2 (*clump* secondaire) et A (étoiles quittant le *red clump* et se dirigeant vers l'AGB). Les lignes noires indiquent les barres d'erreur typiques sur $\Delta\Pi_1$ pour les étoiles de la RGB (à droite) et pour les étoiles du *clump* (gauche). Les lignes en pointillé marquent les limites des étapes évolutives. Source : [Mosser et al. 2014](#).

séquences se détachent clairement. Tout d'abord les sous-géantes, dont le cœur se contracte et pour lesquelles $\Delta\Pi_1$ décroît fortement. Puis la branche des géantes dont les étoiles se situent sur une ligne bien définie, avec une faible dispersion. Mais le résultat le plus marquant, présenté pour la première fois par [Bedding et al. \(2011\)](#), est qu'il est possible de séparer nettement les étoiles fusionnant l'hydrogène en couche (sous-géantes et RGB) de celles fusionnant l'hélium dans leur cœur (*red clump* et *clump* secondaire). Il est même possible d'identifier des étoiles ayant récemment passé le flash de l'hélium ([Mosser et al., 2014](#)). Cette séparation est une des grandes avancées dues à l'astérosismologie et c'est grâce à cela que la séquence évolutive des étoiles de la Figure 7.2 a pu être déterminée.

À présent que nous connaissons mieux ces objets et leurs observations sismiques, intéressons-nous maintenant à leur comportement rotationnel.

7.1.2 Histoire rotationnelle des étoiles évoluées

Les modifications structurelles profondes qui caractérisent ces phases de l'évolution stellaire ont un impact direct sur la rotation. En effet, la simple conservation du moment cinétique d'une sphère conduit à une accélération lors des phases de contraction et à une décélération pendant les phases d'expansion. Ainsi, on s'attend, si aucun autre processus puissant de transport de

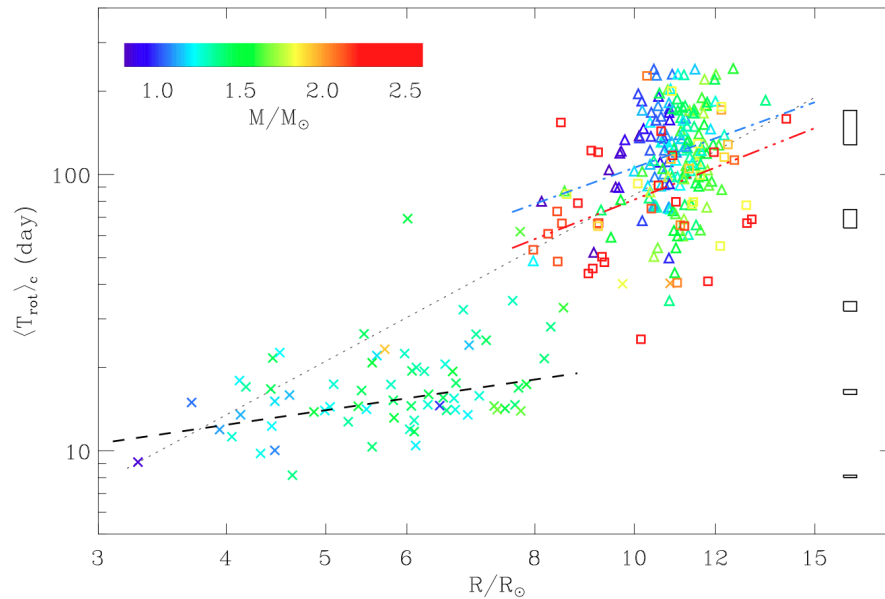


FIGURE 7.4: Période de rotation du cœur des étoiles géantes rouges en fonction de leur rayon. Les couleurs correspondent aux masses des étoiles. Les croix représentent les étoiles de la RGB, les triangles à celles du *clump* et les carrés à celles du *clump* secondaire. Les lignes en tirets, respectivement en points-tirets et en 3 points-tirets, sont des régressions linéaires pour les étoiles de la RGB, du *clump* et du *clump* secondaire. La ligne en pointillé fin indique la relation $T \propto R^2$, pour comparaison. Les rectangles à droite donne la taille typique des barres d'erreur, en fonction de la période de rotation. Source : [Mosser et al. 2012b](#).

moment cinétique n'intervient, à ce que le cœur de ces étoiles accélère tandis que leurs couches externes ralentissent.

Nous verrons dans le Chapitre 8 qu'on observe effectivement une rotation plus rapide du cœur que des couches externes dans les sous-géantes, bien que l'écart entre les taux de rotation interne et externe soit trop faible par rapport à la théorie. En ce qui concerne les géantes, il est possible d'estimer le taux de rotation de leur couches internes en mesurant les *splittings* rotationnels des modes mixtes à dominante g (et donc plus sensibles aux conditions au centre de l'étoile, dans la ZR). C'est ce qu'ont réalisé [Mosser et al. \(2012b\)](#) pour un grand nombre d'étoiles faisant partie de la RGB et des deux *clumps*. Leurs résultats suggèrent deux choses, comme on peut le voir sur la Figure 7.4.

Premièrement, si on considère que le rayon d'une étoile en RGB est un indicateur de son évolution (ce rayon augmentant lors de cette phase), on constate que le cœur des étoiles de la RGB ralentit au cours du temps. Cela va à l'encontre des prédictions liées à la contraction du cœur et indique qu'un fort mécanisme de transport de moment cinétique est à l'œuvre. Deuxièmement, les cœurs des étoiles des deux *clumps* tournent nettement (jusqu'à six fois) moins vite que ceux des étoiles de la RGB. Si une partie de cet écart peut être expliqué par le changement de rayon du cœur après le début de la fusion de l'hélium ([Sills & Pinsonneault, 2000](#)), cela ne suffit pas à créer une si grande différence. Ainsi, le cœur des étoiles des deux *clumps* tourne trop lentement. Encore une fois, cela suggère qu'un processus de transport de moment cinétique du cœur vers les couches externes est présent.

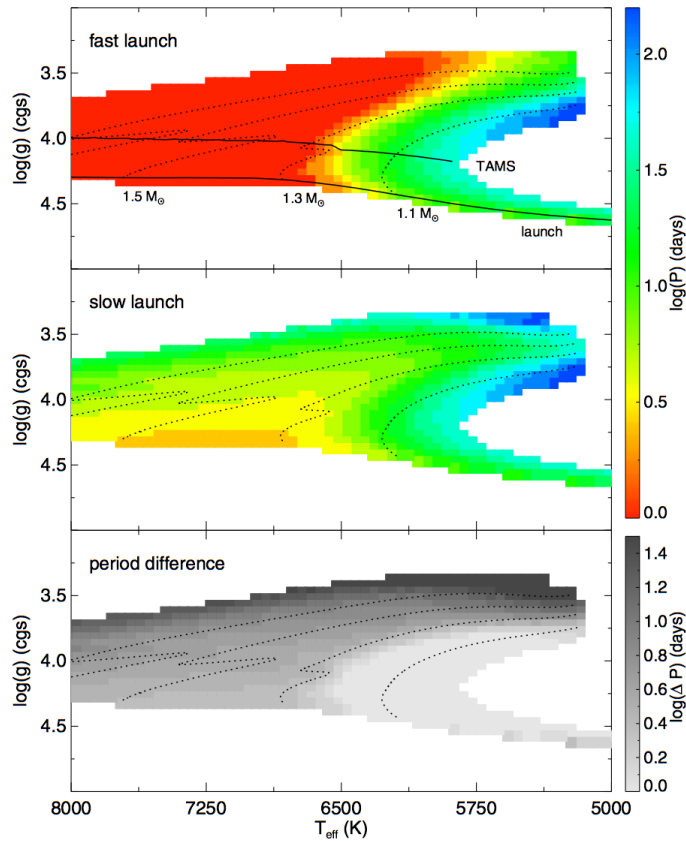


FIGURE 7.5: Périodes de rotation de surface simulées des étoiles en séquences principale et phase sous-géante. **Haut** : Cas d’une rotation initiale rapide ; les couleurs indiquent la période de rotation, le rouge correspondant à une période courte et le bleu à une longue ; les lignes en pointillé marquent les tracés évolutifs pour différentes masses ; les lignes pleines marquent le début de la simulation et la fin de la séquence principale. **Milieu** : Cas d’une rotation initiale modérée. **Bas** : Différences entre les deux cas (rotations initiales rapide et modérée) ; on voit facilement que les étoiles de faibles masses ($M < 1,3 M_{\odot}$) convergent vers une séquence commune. Source : [van Saders & Pinsonneault 2013](#).

Mais qu’en est-il de la surface de ces étoiles ? Voyons s’il est possible de mesurer leur période de rotation de surface de la même manière que pour les étoiles de la séquence principale.

7.1.3 Une rotation de surface difficilement observable

Du fait de l’expansion des couches externes, les étoiles évoluées ne sont pas supposées avoir une rotation de surface rapide. De ce fait, les pertes de moment cinétiques par freinage magnétique sont relativement faibles. En revanche, la perte importante de masse lors de la montée de la RGB conduit à une certaine perte de moment cinétique (voir [Sills & Pinsonneault, 2000](#)). Ainsi, les évolutions de la période de rotation de surface des étoiles évoluées sont principalement dues aux changements structuraux qu’elles subissent.

Par suite, la rotation de surface des étoiles géantes rouges dépend fortement de celle qu’elles avaient lors de la séquence principale. Or il est possible d’estimer celle-ci à partir des lois d’évolution de la rotation basées sur la perte de moment cinétique due au vent stellaire. C’est ce

qu’ont réalisé [van Saders & Pinsonneault \(2013\)](#) à l’aide du code YREC (*Yale Rotating Evolution Code*). La Figure 7.5 présente les périodes de rotation de surface que leur méthode prédit, pour deux cas : d’une part une rotation initiale rapide et d’autre part une rotation initiale modérée. Le troisième panneau indique les différences entre ces deux cas. On constate que pour les étoiles dont la masse est inférieure à $1,3 M_{\odot}$, le freinage magnétique est efficace et qu’elles convergent bien vers une même séquence, ce qui se traduit par des différences faibles entre les deux cas durant toute la séquence principale et la phase sous-géante. Pour les étoiles de masses intermédiaires ($M > 1,3 M_{\odot}$), en revanche, la rotation initiale se propage tout au long de l’évolution jusqu’au début de la RGB.

On s’attend donc à n’observer que peu de géantes ayant une période de rotation de surface relativement courte. En effet, la plupart arrivent au début de la RGB avec des périodes de rotation de l’ordre de 100 jours et vont continuer à ralentir sous le fait de l’augmentation de leur rayon. De plus, cette rotation relativement lente conduit à une activité magnétique plus réduite et à des taches stellaires peu nombreuses. Cette combinaison d’un faible nombre de taches et de longues périodes de rotation rend donc ardue l’observation de modulations rotationnelles dans les courbes de lumière des étoiles géantes rouges. Nous verrons à la Section 7.4 que cela reste possible pour certaines. Pour le moment, intéressons-nous à une autre méthode de mesure de la rotation de surface, utilisant des observations spectroscopiques.

7.2 Identification spectroscopique des géantes rouges à rotation rapide

Nous venons de voir que les étoiles géantes rouges à rotation rapide sont peu nombreuses. Dans cette partie nous verrons comment il est possible d’identifier ces étoiles par des moyens spectroscopiques. Nous commencerons par décrire la méthode de mesure puis nous verrons comment ont été identifiés les rotateurs rapides avant de nous pencher sur les explications possibles de tels taux de rotation.

Les résultats présentés ici sont détaillés dans l’article [Tayar et al. \(2015\)](#), inclus Partie 7.3.

7.2.1 La détection de la rotation via la spectroscopie : le $v \cdot \sin(i)$

Lorsqu’on observe une étoile en rotation, la lumière qu’elle émet subit un effet Doppler dû à la vitesse de sa surface par rapport à l’observateur. Ainsi, si on observe une étoile perpendiculairement à son axe de rotation, la moitié de l’hémisphère visible a une vitesse dirigée vers l’observateur tandis que l’autre moitié a une vitesse opposée. La lumière émise à une longueur d’onde λ par un point de la surface dont la vitesse projetée sur la ligne de visée est v_z subira donc un décalage Doppler $\delta\lambda = \lambda(v_z/c)$, où c est la vitesse de la lumière.

La détection de la rotation de surface via la spectroscopie tire parti de ce phénomène. En effet, les lignes d’absorption présentes dans le spectre stellaire sont élargies par la combinaison des

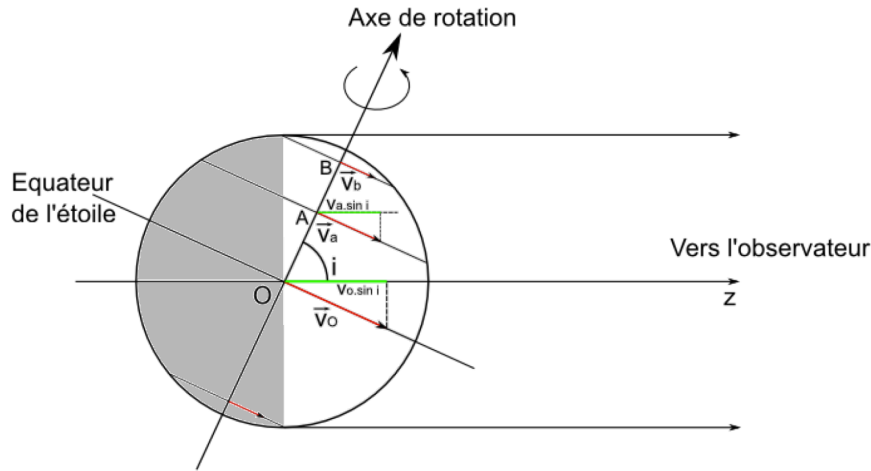


FIGURE 7.6: Projection des vitesses de rotation stellaires sur la ligne de visée. Les points O, A et B représentent des points de la surface de l'étoile et les vecteurs \vec{v}_x (rouge) représentent la vitesse réelle de ces points tandis que les segments v_x (vert) quantifient leurs contributions à la vitesse observable par la spectroscopie. L'hémisphère grisé correspond à la surface de l'étoile invisible pour l'observateur. Source : Culture Sciences Physique (<http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/ressource/Spectre-vitesse-rotation-etoile.xml>).

décalages Doppler venant de toutes les régions visibles de l'étoile. Cet élargissement $\Delta\lambda$ dépend de deux paramètres : la vitesse de rotation équatoriale v et l'angle d'inclinaison entre l'axe de rotation et la ligne de visée i (voir Figure 7.6). Une raie d'absorption initialement fine aura ainsi un profil d'une largeur $\Delta\lambda = \lambda(v \cdot \sin(i)/c)$.

La grandeur mesurée par la spectroscopie est donc une vitesse de rotation en surface, projetée sur la ligne de visée : le $v \cdot \sin(i)$. L'angle i étant généralement inconnu, cette mesure permet de donner une limite inférieure à la vitesse de rotation réelle. De plus, d'autres effets tels que les micro et macro turbulences (produite par la granulation, soit la convection de surface) peuvent également conduire à un élargissement des raies spectrales (voir Lambert et al., 1987; Carney et al., 2008). Il est donc important de tenir compte de tous les effets qui peuvent se combiner de manière à isoler l'effet de la rotation, ce qui peut s'avérer délicat.

Voyons maintenant comment cette méthode a été utilisée pour identifier les géantes rouges en rotation rapide.

7.2.2 Identification des rotateurs rapides et anormaux

Pour ce travail, la rotation de surface a été mesurée grâce à des observations spectroscopiques. Nous verrons tout d'abord quelles sont les données et la méthode utilisées puis nous détaillerons comment les rotateurs rapides ont été identifiés avant de voir comment ces résultats se comparent aux mesures de rotation photométriques.

7.2.2.1 Données et méthode

Pour cette étude, les données utilisées proviennent d'un ensemble combinant les données *Kepler* avec les mesures spectroscopiques du projet APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*), formant l'échantillon dit APOKASC (Pinsonneault et al., 2014), basé sur le *Sloan Digital Sky Survey Data Release 10* (Ahn et al., 2014). C'est de la base de données APOKASC que proviennent les paramètres stellaires utilisés. Les états évolutifs ont été tirés de Stello et al. (2013).

Pour dériver la vitesse de surface projetée, nous avons utilisé les spectres combinés issus de plusieurs observations (Holtzman et al., 2015) ainsi que l'ajustement optimal d'un spectre de référence généré par le programme ASPCAP (*APOGEE Stellar Parameters and Chemical Abundances Pipeline*). Les spectres sont divisés en trois sections, correspondant aux trois détecteurs d'APOGEE et chaque section est alors comparée à la section correspondante du spectre de référence sans élargissement des raies. Les effets de la microturbulence sont inclus dans le spectre de référence et ceux de la macroturbulence ont un impact relativement faible (de l'ordre de $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Les trois sections considérées donnent alors trois valeurs du $v \cdot \sin(i)$ qui sont combinées pour donner une valeur moyenne et un écart-type.

De manière à vérifier que cette méthodologie n'introduit pas de biais systématiques, environ 200 étoiles (naines, sous-géantes et géantes) ont été identifiées comme étant dans le catalogue d'APOGEE et ayant également fait l'objet de mesures spectroscopique à plus haute résolution (Molenda-Żakowicz et al., 2013, 2011; Thygesen et al., 2012; Bruntt et al., 2012). La même méthode a été appliquée à ces étoiles et les $v \cdot \sin(i)$ obtenus comparés à ceux déjà publiés. Cette comparaison, visible sur la Figure 7.7, montre que les mesures de ce travail sont globalement compatibles avec les autres techniques.

À présent que les $v \cdot \sin(i)$ de toutes les géantes APOKASC ont été calculées, voyons comment isoler les rotateurs anormaux.

7.2.2.2 Identification des rotateurs anormaux

Sur les 1950 géantes analysées, 1869 ont un $v \cdot \sin(i)$ inférieur à $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est considéré comme une non-détection, du fait des incertitudes de mesures. Parmi les étoiles restantes, 10 ont un $v \cdot \sin(i)$ supérieur à $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce seuil est suffisamment élevé pour rendre une fausse détection très improbable et ces étoiles ont donc été considérées comme des rotateurs "rapides". Leurs propriétés sont résumées dans la Table 7.1.

Les autres étoiles, dont le $v \cdot \sin(i)$ est compris entre 5 et $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, ont été considérées comme des rotateurs modérés. Les détections dans cette plage sont moins assurées que celles des rotateurs rapides mais néanmoins significatives. De manière à restreindre les détections, toutes les étoiles dont les barres d'erreur comprenaient $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ont été écartées ainsi que toutes les étoiles dont les barres d'erreur se recoupaient avec celles d'étoiles écartées ayant des valeurs comparables de masse et de $\log(g)$. Après cette sélection, seules 15 étoiles ont été

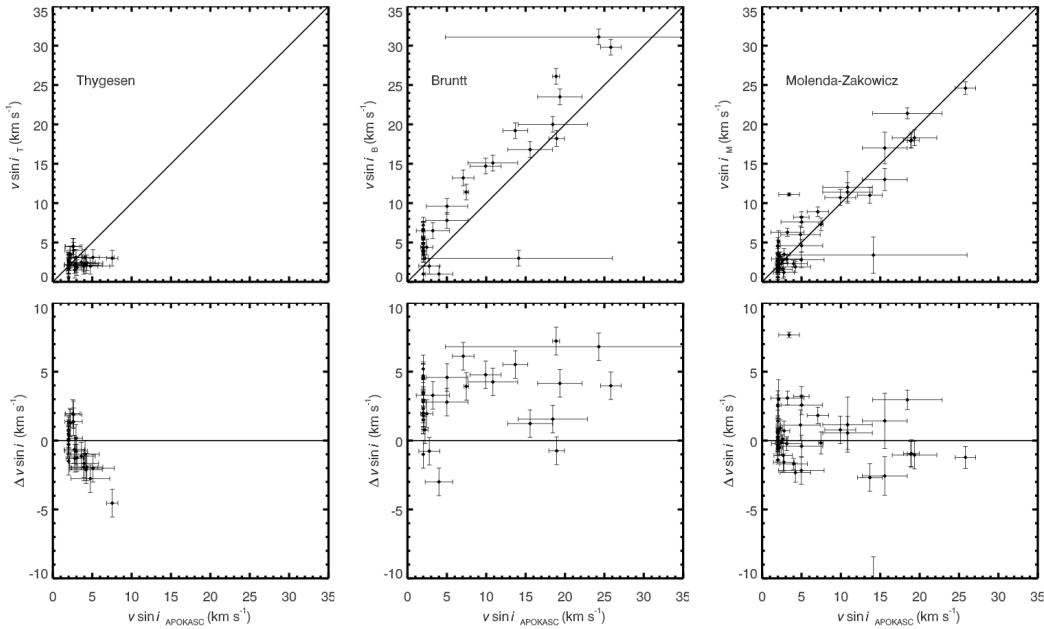


FIGURE 7.7: Comparaison des $v \cdot \sin(i)$ obtenus grâce à APOKASC avec les valeurs de la littérature. De gauche à droite, les résultats de [Tayar et al. \(2015\)](#) sont comparés à ceux de [Thygesen et al. \(2012\)](#), de [Bruntt et al. \(2012\)](#) et de [Molenda-Żakowicz et al. \(2013, 2011\)](#). Au-dessus de $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, les résultats d’APOKASC sont compatibles avec ceux de Molenda-Żakowicz mais systématiquement plus faibles que ceux de Bruntt.

considérées comme des rotateurs “anormaux”. Leurs propriétés sont également résumées dans la Table 7.1.

Il est alors possible de comparer ces mesures au périodes mesurées par la photométrie.

7.2.2.3 Comparaison avec les périodes photométriques

Nous avons alors repris cet échantillon de 25 géantes (15 “anormales” et 10 “rapides”) et appliqué à leurs courbes de lumières corrigées (KADACS) notre procédure de mesure de la période de rotation de surface. Pour cela, nous avons utilisé le GWPS et l’ACF et comparé les résultats de ces deux méthodes. Nous avons ensuite vérifié visuellement tous les résultats pour nous assurer que les périodes mesurées correspondaient bien à des modulations rotationnelles des courbes de lumière. Nous avons ainsi pu mesurer la période de rotation de surface de 21 de ces 25 étoiles. Ces périodes sont indiquées dans la Table 7.1. Cela montre que ces étoiles ont des taches à leur surface et sont donc magnétiquement actives, ce à quoi on s’attend dans le cas de rotateurs rapides. De plus, ces résultats viennent confirmer les mesures spectroscopiques identifiant ces étoiles comme ayant une rotation rapide et donc une période de rotation relativement courte et donc détectable.

Concernant les 4 étoiles pour lesquelles nous ne mesurons pas de période de rotation de surface, cela peut être dû à plusieurs facteurs. Premièrement, il est possible que leur période de rotation soit très longue (> 100 jours) et donc difficilement détectable. De plus, les courbes de lumière de

TABLE 7.1: Paramètres des géantes rouges en rotation rapide ou anormale. Les valeurs à -1 correspondent à des non-détections. Les états évolutifs proviennent de [Mosser et al. \(2014\)](#).

KIC	Type	$v \cdot \sin(i)$ [km · s ⁻¹]	$\sigma_{v \cdot \sin(i)}$ [km · s ⁻¹]	P_{rot} [jours]	$\sigma_{P_{\text{rot}}}$ [jours]	Masse [M_{\odot}]	État évolutif
3098716	anormale	6,94	0,73	-1	0	0,86	clump
3937217	anormale	9,08	1,42	54,83	4,17	1,03	inconnu
4637793	anormale	5,97	0,93	-1	0	1,32	RGB
4937056	anormale	7,27	0,94	83,69	7,63	1,66	inconnu
5774861	anormale	8,81	2,14	55,6	4,53	1,17	clump
6501237	anormale	6,89	0,63	-1	0	1,43	RGB
8479182	anormale	9,25	2,13	-1	0	1,25	clump
9390558	anormale	7,03	1,93	67,04	8,37	1,36	inconnu
9469165	anormale	8,90	1,50	43,62	3,66	0,82	clump
10128629	anormale	7,85	1,30	79,72	7,61	1,56	clump
10198347	anormale	6,94	0,82	88,14	2,44	1,37	inconnu
11129153	anormale	9,31	1,46	49,07	4,47	0,88	inconnu
11289128	anormale	9,72	1,22	37,71	3,17	0,87	inconnu
11775041	anormale	8,85	1,17	54,08	4,74	1,18	clump
12367827	anormale	7,62	1,69	74,9	7,19	1,53	clump
2285032	rapide	21,63	1,86	40,14	2,9	-1	inconnu
2305930	rapide	13,09	0,88	33,75	2,5	0,87	clump
3955867	rapide	12,68	1,70	32,83	2,24	-1	inconnu
4473933	rapide	13,60	1,13	68,45	5,51	-1	inconnu
5193386	rapide	10,28	1,80	25,58	1,91	-1	inconnu
10293335	rapide	12,66	1,64	49,07	3,44	2,07	RGB/AGB
10417308	rapide	11,22	1,15	39,59	5,31	1,09	inconnu
11497421	rapide	10,19	1,65	39,86	3,22	1,11	inconnu
11597759	rapide	11,24	1,07	46,43	3,95	0,91	inconnu
12003253	rapide	10,30	0,83	54,08	4,51	1,16	inconnu

certaines de ces étoiles montrent des perturbations instrumentales qui rend difficile la mesure de la rotation. Deuxièmement, ces étoiles peuvent être observées sous un angle i faible bien que cela soit peut probable car cela réduirait fortement la valeur de $v \cdot \sin(i)$. Troisièmement, il est possible que ces étoiles suivent des cycles d'activité et qu'elles soient actuellement dans un minimum de leur cycle. Enfin, quatrièmement, il peut s'agir d'un problème dans la mesure du $v \cdot \sin(i)$ dont la valeur élevée pourrait provenir d'un autre effet que celui de la rotation. Encore une fois, ce dernier point est peu probable dans la mesure où une grande attention y a été portée.

Une fois ces périodes mesurées, il est intéressant de les comparer aux périodes déduites du $v \cdot \sin(i)$: $P_{\text{spec}} = (4\pi R)/(v \cdot \sin(i))$. Cette période constitue une limite supérieure pour la période de rotation réelle. La Figure 7.8 présente cette comparaison. On constate que toutes les périodes mesurées sont en accord avec les valeurs issues de la spectroscopie, ce qui valide les détections de ces étoiles comme rotateurs. De plus, on peut déduire de cette comparaison la valeur de l'angle d'inclinaison i sous lequel est vue l'étoile. La distribution des valeurs de $\sin(i)$ est alors compatible avec une répartition aléatoire des axes des étoiles, en tenant compte des barres d'erreur ainsi que de la taille réduite de l'échantillon.

Les 25 étoiles de cet ensemble sont donc des géantes rouges dont la rotation est relativement rapide. Voyons quelles peuvent être les raisons expliquant leur existence.

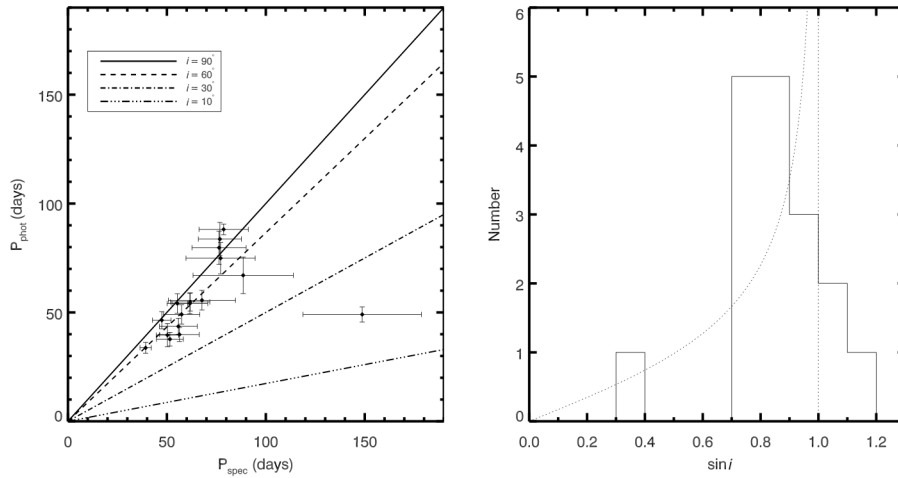


FIGURE 7.8: Comparaison entre les périodes de rotation des géantes rouges issues de la photométrie et de la spectroscopie. **Gauche** : Période issue de la photométrie en fonction de celle issue de la spectroscopie ; les lignes de différents types marquent les emplacements attendus pour des étoiles dont l'angle d'inclinaison est de 90° , 60° , 30° , et 10° . **Droite** : Distribution des valeurs de $\sin(i)$ provenant de la comparaison entre périodes photométrique et spectroscopique : la ligne en pointillé indique le résultat attendu pour une répartition aléatoire de i .

7.2.3 Les explications probables d'une rotation anormale

Si la grande majorité des géantes rouges est supposée avoir une rotation de surface lente, il existe plusieurs scénarios permettant à une telle étoile de tourner rapidement. Dans cette partie, nous allons lister les principales explications permettant d'obtenir des géantes rouges en rotation rapide.

7.2.3.1 Les étoiles massives à rotation rapide

Comme nous l'avons vu précédemment, les étoiles de masses faibles ($M < 1,3 M_\odot$) arrivent au début de la RGB avec une rotation lente (voir Figure 7.5). De fait, les modèles du code YREC, qui calcule l'évolution de la rotation des étoiles au cours du temps, prédisent des vitesses de surface de l'ordre de $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour ce type de géantes. Néanmoins, les étoiles de masses intermédiaires ($1,3 M_\odot < M < 8 M_\odot$) peuvent conserver la trace d'une rotation initiale rapide jusqu'à la RGB. Les plus rapides d'entre elles peuvent même conserver une vitesse de surface supérieure à $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ sur la RGB et dans le *clump*, d'après les modèles évolutifs.

Il est alors possible de déterminer les régions de l'espace des paramètres masse- $\log(g)$ où il est possible de conserver de tels taux de rotation. C'est ce qui est fait dans la Figure 7.9, où sont également indiqués les rotateurs rapides et anormaux détectés. On constate immédiatement que ceux-ci ne se trouvent pas dans la zone où il est possible d'expliquer de telles vitesses de surface par l'héritage d'une rotation initiale rapide conservée en l'absence de freinage efficace. Il est donc très peu probable que ce phénomène soit la source de ces rotations rapides, d'autant que peu d'étoiles de l'échantillon ont des masses supérieures à $1,3 M_\odot$. Il est d'ailleurs surprenant que nous ne détectons pas plus de rotation pour les étoiles massives de notre échantillon de

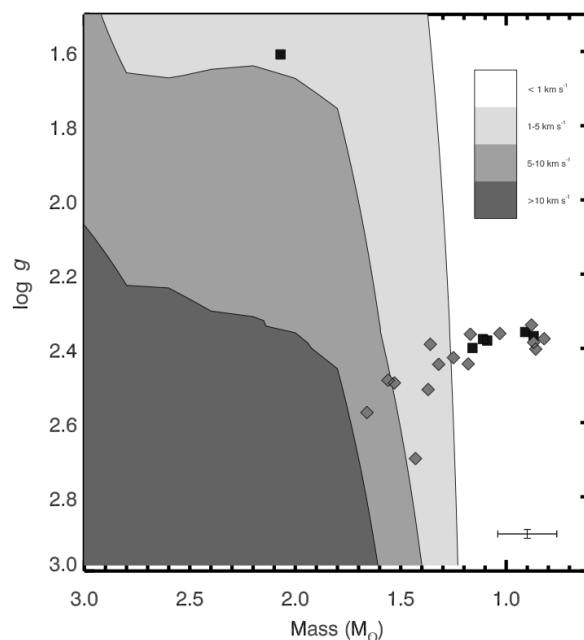


FIGURE 7.9: Vitesse de surface maximum en fonction de la masse et de la gravité de surface des géantes rouges, d'après les modèles d'évolution rotationnels YREC. Les différentes teintes indiquent les limites supérieures des vitesses de surface issues de la modélisation. Les rotateurs rapides sont représentés par des carrés noirs tandis que les rotateurs anormaux sont représentés par des losanges gris.

départ. Cela pourrait suggérer que ces étoiles subissent également un processus de freinage durant leur évolution post-séquence principale.

Voyons donc quels autres processus peuvent expliquer ces rotations trop rapides.

7.2.3.2 Les interactions binaires

La première possibilité vient des interactions entre étoiles binaires. En effet, les effets de marée dans ces systèmes peuvent conduire à une synchronisation entre les rotations stellaires et la rotation orbitale. Cela peut mener à une rotation stellaire beaucoup plus rapide que si l'étoile était isolée. D'après le travail de [Carlberg et al. \(2011\)](#), tenant compte des effets de l'inclinaison, environ 2% des géantes rouges devraient avoir une vitesse de surface supérieure à $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à cause de ces interactions.

Nous avons donc comparé notre échantillon au *Kepler Eclipsing Binary Catalog*¹ et trouvé que 4 des étoiles de notre échantillon (dont la rotation est rapide ou anormale) font partie de systèmes binaires. Pour deux d'entre elles, KIC 3955867 et KIC 5193386, leurs périodes de rotation indiquent qu'elles sont quasiment exactement synchronisées avec leur période orbitale. La troisième, KIC 3128793, fait partie d'un système à l'orbite resserrée et a un $v \cdot \sin(i)$ plus faible qu'attendu. Soit elle n'est pas synchronisée, soit son axe de rotation est très incliné par rapport au plan de l'orbite. Pour la quatrième, en revanche, KIC 4473933, la rotation stellaire

1. <http://keplerebs.villanova.edu>

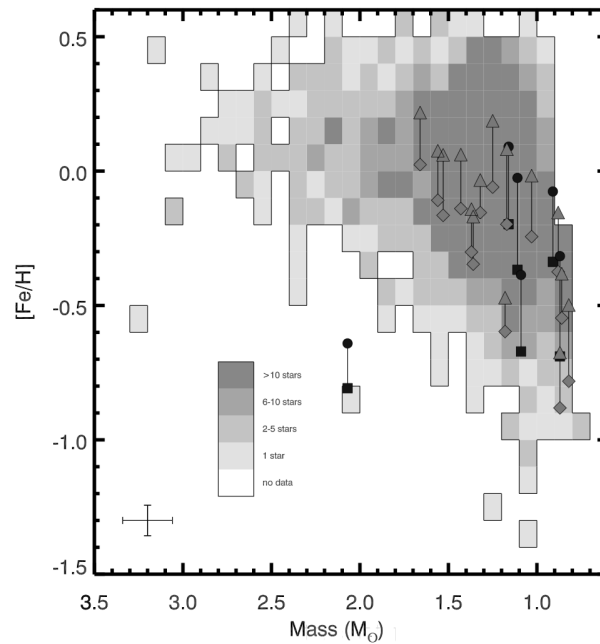


FIGURE 7.10: Répartition des géantes rouges étudiées en fonction de leur métallicité et de leur masse. Les différentes teintes correspondent au nombre d'étoiles dans chaque région. Les étoiles à rotation rapide sont marquées par des carrés noirs et celles à rotation anormale par des losanges gris. Ces points sont reliés aux estimations de métallicité issues de Troup et al. (2015, en préparation).

est beaucoup plus rapide que la période orbitale ($P_{\text{orb}} \approx 103$ jours). Il est possible que l'orbite soit très excentrique (ce qui augmente le transfert de moment cinétique) ou qu'il existe un troisième compagnon non-détecté dans le système. [Correia et al. \(2012\)](#) ont d'ailleurs montré qu'un troisième compagnon pouvait produire par effets de marée une excentricité élevée pour une planète plus proche de l'étoile hôte.

7.2.3.3 Les *mergers* : des fusions d'étoiles

La deuxième possibilité est celle des *mergers*, ces fusions de deux étoiles formant précédemment un système binaire. Les produits de ces *mergers* sont alors moins évolués que ce que leur masse et leur métallicité ne laisseraient penser. Dans notre échantillon, les étoiles les plus susceptibles d'appartenir à cette catégorie sont celles dont la masse est significativement plus élevée que celles des autres géantes de même métallicité. En effet, les étoiles normales ayant cette masse et cette métallicité auraient déjà évolué au-delà de la phase géante rouge. La Figure 7.10 présente ainsi la répartition des étoiles de l'échantillon en fonction de leur métallicité et de leur masse.

On identifie alors une géante, KIC 10293335, comme distincte du reste de l'échantillon. Cette étoile a une masse plus élevée de $0,5 M_{\odot}$ que celle de toutes les autres étoiles de la même métallicité. Cela en fait un candidat extrêmement probable pour être le produit d'un *merger*. En revanche, les autres étoiles repérées ne correspondent pas à ce profil et d'autres explications doivent être invoquées.

7.2.3.4 L'accrétion planétaire : des étoiles gloutonnes

Un autre possibilité d'accélération des géantes rouges provient de leurs éventuelles planètes. Lors de l'expansion de leurs couches externes, ces étoiles vont absorber leurs planètes les plus proches (comme cela sera le cas pour Mercure et Vénus quand le Soleil arrivera à cette phase de son évolution). Les nombres élevés de détections de planètes massives et proches de leur étoile, menant à des taux de 3 pour 1000 étoiles (Gould et al., 2006) et 12 pour 1000 étoiles (Wright et al., 2012), suggèrent qu'environ 1% des étoiles devraient accréter de la masse issue de planètes lors de leur évolution sur la RGB. Carlberg et al. (2011) ont montré que l'accrétion de quelques masses de Jupiter seraient suffisante pour accélérer une étoile de $1 M_{\odot}$ et $10 R_{\odot}$ jusqu'à une vitesse de surface de $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces étoiles montreraient également des taux de lithium et des métallicités de surface anormaux.

Les mesures du lithium de surface n'étant pas disponibles pour les étoiles de notre échantillon, nous nous sommes tournés vers le ratio isotopique $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Ce ratio est un bon indicateur du taux de mélange interne de l'étoile. Or toutes les étoiles repérées dans cette étude ont un ratio $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ élevé (> 10). Ces ratios élevés pourraient indiquer un faible taux de mélange et sont généralement interprétés, pour des géantes K riches en lithium, comme l'indication que ce lithium provient de l'accrétion planétaire (voir Carlberg et al., 2012). Ces valeurs élevées pour notre échantillon pourraient donc suggérer que les rotations rapides observées sont le résultat de l'absorption par les géantes de planètes massives. Néanmoins, des mesures précises de leur abondance en lithium sont nécessaires pour conclure.

7.2.3.5 Les interactions des étoiles de faibles masses

Enfin, toutes les étoiles dont la masse est inférieure à $1,3 M_{\odot}$ ne devraient pas avoir de rotation rapide en phase géante rouge, à moins d'avoir subi récemment une interaction avec un compagnon. Ainsi, en tenant compte des barres d'erreur typiques sur les masses déduites des lois d'échelle sismiques, toutes les étoiles de notre échantillon ayant une masse inférieure à $1,1 M_{\odot}$ et une vitesse de surface supérieure à $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ sont très probablement dans ce cas de figure. Or, on constate que le taux d'étoiles dont la rotation est détectable est beaucoup plus élevé dans le *clump* que sur la RGB, soit quand il est le plus probable qu'elles aient interagi avec un compagnon puisque leur rayon est déjà passé par son maximum. Nos résultats suggèrent donc qu'environ 7% des étoiles de faibles masses sont accélérée par une interaction avec un compagnon lors de leur évolution sur la RGB.

Il existe ainsi de nombreuses explications possibles de la rotation rapide des géantes rouges, bien qu'il soit généralement difficile de conclure sans de nombreuses observations détaillées, tant photométriques que spectroscopiques. Les différentes explications évoquées ici ainsi que les étoiles repérées pouvant correspondre à celles-ci sont résumées dans la Table 7.2. Dans la Section 7.4, nous verrons qu'il est également possible de mesurer directement la rotation de surface des étoiles géantes et donc de contraindre encore la rotation de ces objets.

TABLE 7.2: Explications possibles de la rotation rapide et géantes rouges correspondantes. Les “candidates potentielles” sont les géantes à rotation rapide ou anormale repérées.

Explications possibles	Candidates potentielles
Étoiles massives à rotation rapide	Aucune
Interactions binaires	KIC 3128793
	KIC 3955867
	KIC 4473933
	KIC 5193386
<i>Mergers</i>	KIC 10293335
Accrétion planétaire	Toutes les géantes repérées
Interactions des étoiles de faibles masses	Toutes les géantes repérées vérifiant $M \leq 1,1 M_{\odot}$

La partie suivante reproduit l'article complet de [Tayar et al. \(2015\)](#), dans sa version publiée, en anglais.

7.3 Article Tayar et al. 2015

RAPID ROTATION OF LOW-MASS RED GIANTS USING APOKASC: A MEASURE OF INTERACTION RATES ON THE POST-MAIN-SEQUENCE

JAMIE TAYAR¹, TUGDUAL CEILLIER², D. A. GARCÍA-HERNÁNDEZ^{3,4}, NICHOLAS W. TROUP⁵, SAVITA MATHUR⁶, RAFAEL A. GARCÍA², O. ZAMORA^{3,4}, JENNIFER A. JOHNSON^{1,7}, MARC H. PINSONNEAULT¹, SZABOLCS MÉSZÁROS⁸, CARLOS ALLENDE PRIETO^{3,4}, WILLIAM J. CHAPLIN^{9,10}, YVONNE ELSWORTH^{9,10}, SASKIA HEKKER^{10,11}, DAVID L. NIDEVER¹², DAVID SALABERT², DONALD P. SCHNEIDER^{13,14}, ALDO SERENELLI¹⁵, MATTHEW SHETRONE¹⁶, AND DENNIS STELLO^{10,17}¹ Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W 18th Ave, OH 43210, USA
² Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS, Université Paris 7 Diderot, IRFU/SAP, Centre de Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France
³ Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), Vía Lactea s/n, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain
⁴ Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna (ULL), E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain
⁵ Department of Astronomy, University of Virginia, Charlottesville, VA 22904-4325, USA
⁶ Space Science Institute, 4750 Walnut Street Suite 205, Boulder, CO 80301, USA
⁷ Center for Cosmology and Astro-Particle Physics, Ohio State University, Columbus, OH, USA
⁸ ELTE Gothard Astrophysical Observatory, H-9704 Szombathely, Szent Imre herceg st. 112, Hungary
⁹ School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Birmingham B15 2TT, UK
¹⁰ Stellar Astrophysics Centre, Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark
¹¹ Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig Weg 3, 37077 Göttingen, Germany
¹² Department of Astronomy, University of Michigan, Ann Arbor, MI, 48104, USA
¹³ Department of Astronomy and Astrophysics, The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA
¹⁴ Institute for Gravitation and the Cosmos, The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA
¹⁵ Institute of Space Sciences (CSIC-IEEC), Campus UAB, Bellaterra, E-08193, Spain
¹⁶ Hobby-Eberly Telescope, 32 Fowlkes Rd, McDonald Observatory, TX 79734-3005, USA
¹⁷ Sydney Institute for Astronomy (SIfA), School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia
Received 2015 January 20; accepted 2015 April 30; published 2015 July 2

ABSTRACT

We investigate the occurrence rate of rapidly rotating ($v \sin i > 10 \text{ km s}^{-1}$), low-mass giant stars in the Apache Point Observatory Galaxy Evolution Experiment-*Kepler* (APOKASC) fields with asteroseismic mass and surface gravity measurements. Such stars are likely merger products and their frequency places interesting constraints on stellar population models. We also identify anomalous rotators, i.e., stars with $5 \text{ km s}^{-1} < v \sin i < 10 \text{ km s}^{-1}$ that are rotating significantly faster than both angular momentum evolution predictions and the measured rates of similar stars. Our data set contains fewer rapid rotators than one would expect given measurements of the Galactic field star population, which likely indicates that asteroseismic detections are less common in rapidly rotating red giants. The number of low-mass moderate ($5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$) rotators in our sample gives a lower limit of 7% for the rate at which low-mass stars interact on the upper red giant branch because single stars in this mass range are expected to rotate slowly. Finally, we classify the likely origin of the rapid or anomalous rotation where possible. KIC 10293335 is identified as a merger product and KIC 6501237 is a possible binary system of two oscillating red giants.

Key words: binaries: close – stars: late-type – stars: rotation

Supporting material: machine-readable table

1. INTRODUCTION

Almost half of all low-mass stars form in multiple systems (Raghavan et al. 2010). Stars with companions in sufficiently close orbits can interact and produce important classes of objects such as blue stragglers, cataclysmic variables, low-mass white dwarfs, and Type Ia supernovae. Binary interactions can induce strong internal mixing, alter nucleosynthetic yields, and even trigger stellar detonations. While some binary products are easily detectable (e.g., FK Comae stars, Bopp & Stencel 1981), others are not, and the rate at which binary interactions occur is highly sensitive to the poorly known distribution of mass ratios and separations (Duchêne & Kraus 2013). Because stars are most likely to interact as they expand on the giant branch, placing a lower limit on the rate of stellar interactions during giant branch evolution offers an avenue to investigate this problem.

One way of identifying stars that have interacted or merged with a companion is measuring their rotation rates. A stellar interaction or merger can produce a star with a wide range of rotation rates at any mass and evolutionary state, because orbital

angular momentum can be exchanged with spin angular momentum during such an interaction (see, for further discussion of this process, Peterson et al. 1984; Mathys 1991; Leonard & Livio 1995; Sills et al. 1997, 2001). Single stars, in contrast, have predictable rotation rates that depend mainly on mass, age, and evolutionary state. In some regimes, the main sequence angular momentum content of a single star is so small that any measurable rotation on the giant branch requires an interaction.

Given that some giant stars are observed to be rotating abnormally fast, three mechanisms have been suggested for creating rapid rotation in red giants: tidal interactions with a close companion, mergers, and accretion of material from a sub-stellar companion. Much work has been done to understand the frequency of binary systems and the rates at which such systems interact. Raghavan et al. (2010) suggest that 44% of F through K stars form in multiple systems. Analysis of blue stragglers indicates that at minimum between 0.5% and 4% of binary systems interact on the main sequence to produce a remnant larger than the turnoff mass (Sollima et al. 2008).

7.4 Rotation de surface des géantes rouges

Nous avons vu qu’il existait des géantes rouges en rotation rapide et que cela pouvait s’expliquer de diverses manières. Dans cette partie, nous allons exploiter le très grand nombre de géantes rouges observées par *Kepler* et la grande qualité de leurs courbes de lumière pour mesurer leur rotation de surface lorsque cela est possible. Cela permettra de contraindre encore le comportement rotationnel des étoiles évoluées et d’analyser statistiquement un large échantillon.

Nous commencerons par détailler l’échantillon analysé et résumer la méthodologie employée pour la mesure. Nous commenterons ensuite les résultats obtenus avant de les comparer aux mesure spectroscopiques existantes.

7.4.1 Méthodologie employée

Commençons comme toujours par préciser les données utilisées ainsi que les techniques qui leur sont appliquées. Nous préciserons également ici comment un sous-échantillon de détections probables a été sélectionné.

7.4.1.1 Données et techniques utilisées

Puisque peu de géantes rouges sont supposées avoir une rotation de surface mesurable, nous avons étudié l’échantillon le plus complet des géantes rouges observées par *Kepler*. Il est composé de plus de 17 000 géantes rouges issues du catalogue final des étoiles *Kepler* construit en combinant les résultats de [Huber et al. \(2011, 2013, 2014\)](#), [Stello et al. \(2013\)](#), et [Mathur et al. \(2015a, 2015b\)](#). Pour la plupart, il existe des mesures de leurs paramètres sismiques globaux (ν_{\max} et $\Delta\nu$) ainsi que des estimations précises de leur température effective ([Huber et al., 2014](#)). Il est donc possible d’estimer leurs paramètres fondamentaux (masse et rayon). La répartition de ces étoiles sur le diagramme HR est visible sur la Figure 7.11.

Pour ce travail, nous avons encore une fois utilisé deux jeux de données. Il s’agit des données KADACS filtrées à 55 jours par quarter pour le premier jeu et filtrées à 80 jours sur la totalité des données pour le second. Les périodes de rotation des géantes rouges étant longues par rapport à celles des étoiles de séquence principale, il était nécessaire de choisir ces filtres longs. L’élimination des quarters bruités a été ensuite réalisée de la même manière qu’à la Section 4.1.

Nous avons ensuite utilisé l’ensemble des techniques décrites au Chapitre 3 : GWPS, ACF et CS. Durant la phase géante rouge, les modes acoustiques sont à beaucoup plus basses fréquences qu’en séquence principale et en phase sous-géante. Dans certains cas, les modes d’oscillations peuvent alors se trouver dans la même gamme de périodes que la rotation de surface. De manière à éviter de détecter les oscillations et non la rotation, nous avons exclu de notre analyse la plage de périodes correspondant à la gamme de fréquences des modes p, $[\nu_{\max} - 5 \cdot \Delta\nu ; \nu_{\max} + 5 \cdot \Delta\nu]$.

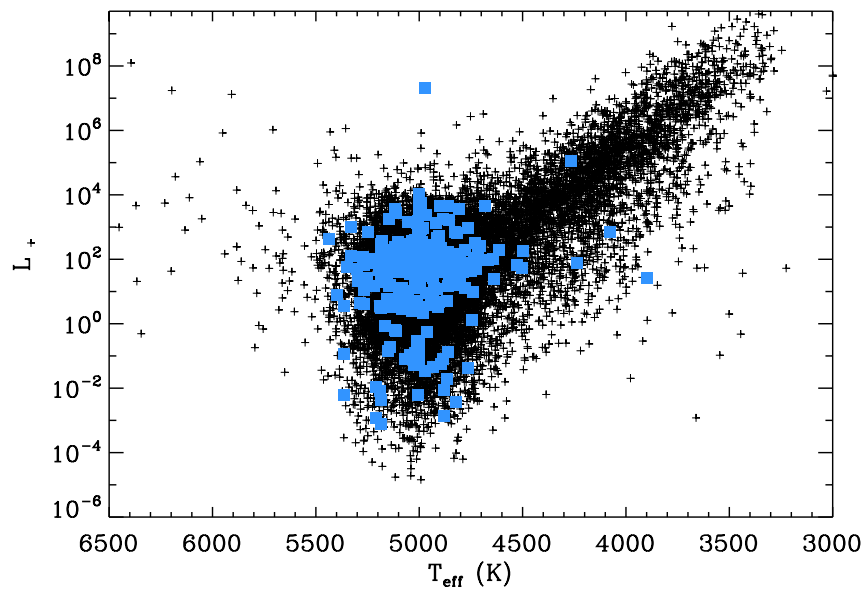


FIGURE 7.11: Diagramme HR des géantes rouges *Kepler*. Les croix noires représentent l'ensemble de l'échantillon tandis que les carrés bleus correspondent aux géantes pour lesquelles une période de rotation de surface a pu être mesurée.

Nous obtenons donc six périodes mesurées par étoile. La question se pose alors de comparer ces résultats. Étant donné la taille de l'échantillon, il ne saurait être question d'effectuer une vérification visuelle de tous les résultats. Il devient ainsi nécessaire de trouver des critères pertinents pour sélectionner les étoiles pour lesquelles la détection est la plus probable.

7.4.1.2 Sélection des détections probables

Pour ce faire, nous allons utiliser les résultats obtenus précédemment sur d'autres échantillons, à savoir les courbes synthétiques de l'exercice *hare and hounds* (Aigrain et al., 2015) et les étoiles sismiques (García et al., 2014a), et introduire trois nouvelles grandeurs, H_{ACF} , H_{CS} et G_{ACF} . H_{ACF} est la hauteur du pic de l'ACF filtrée correspondant à la période de rotation $P_{rot,ACF}$, telle que définie par McQuillan et al. (2013b). Comme on peut le voir sur la Figure 7.12, elle se calcule comme la moyenne des différences entre la valeur au sommet du pic et les deux minima adjacents. H_{CS} est définie de la même manière mais pour le CS. Enfin, G_{ACF} est le maximum global de l'ACF filtrée après qu'elle ait croisé l'axe des abscisses pour la première fois, sur la gamme de périodes considérée (voir Figure 7.12). Si les raisons d'utiliser les deux premières grandeurs sont évidentes, le choix de G_{ACF} l'est moins. Son rôle est de compenser le fait que la manière dont H_{ACF} est calculé ne donne pas une idée précise du degré de corrélation entre la courbe de lumière et elle-même décalée de $P_{tot,ACF}$ puisque le maximum du pic peut être positif mais petit ou même négatif alors même que H_{ACF} est grand car les minima adjacents sont fortement négatifs. Après avoir essayé différents paramètres, G_{ACF} s'est imposée comme la grandeur efficace la plus facile à mesurer.

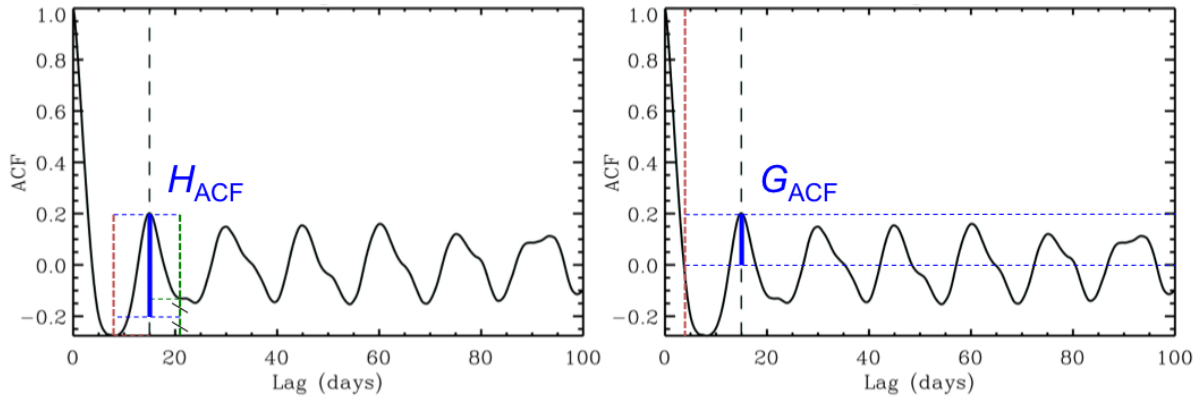


FIGURE 7.12: Exemple de calcul des paramètres H_{ACF} (gauche) et G_{ACF} (droite) pour KIC 12258514. Pour H_{ACF} , la ligne en pointillé rose marque le minimum précédent le pic de la rotation tandis que la ligne en pointillé verte marque le minimum suivant. La valeur de H_{ACF} est la moyenne des longueurs de ces deux lignes. Pour G_{ACF} , la ligne en pointillé rose marque le premier croisement entre l'ACF et l'axe des abscisses. Le maximum global correspond ici au pic de la rotation. Dans le cas de KIC 12258514 comme dans la majorité des cas, $H_{ACF} > G_{ACF}$.

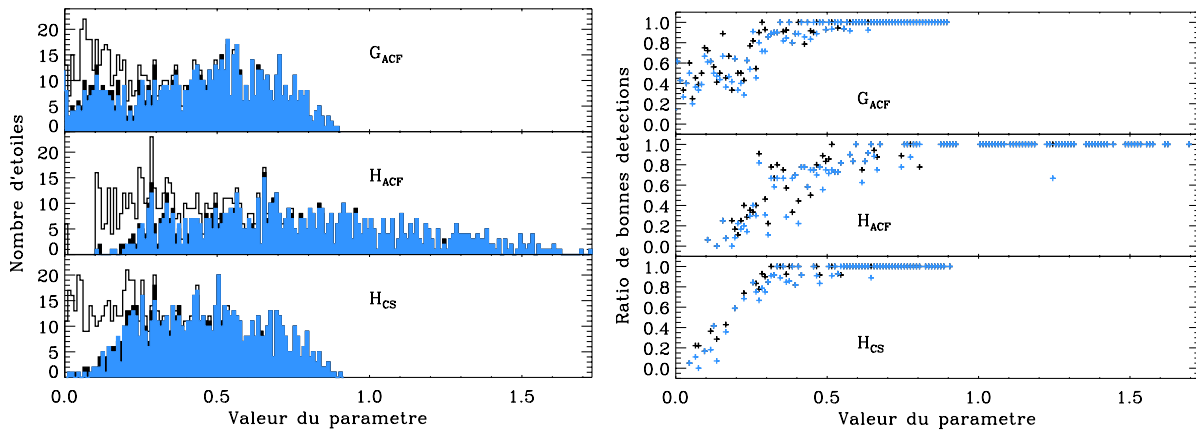


FIGURE 7.13: Distribution des valeurs de G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} pour les courbes synthétiques de l'exercice *hare and hounds*. **Gauche** : Histogrammes de différentes valeurs pour l'échantillon complet (ligne noire), les détections "OK" (noir plein) et "bonnes" (bleu). **Droite** : Ratios des détections "OK" (noir) et "bonnes" (bleu) sur le nombre total d'étoiles en fonction de la valeur du paramètre considéré.

Il reste néanmoins à valider l'intérêt de ces grandeurs et à déterminer les seuils à leur appliquer. C'est là qu'interviennent les résultats des travaux précédents. Commençons par nous pencher sur le cas des courbes de lumière synthétiques de l'exercice *hare and hounds* (Aigrain et al., 2015). Nous avons mesuré ces différentes grandeurs pour toutes les courbes et la Figure 7.13 présente la comparaison de ces valeurs pour l'échantillon global ainsi que les courbes pour lesquelles nos détections ont été validées comme "bonnes" et "OK" (voir Section 3.4). Il apparaît clairement que le taux de détections validées augmente avec chaque grandeur, ce comportement étant particulièrement net pour H_{CS} . Cela valide la possibilité de choisir des seuils pour ces trois paramètres de manière à sélectionner les étoiles où la détection est la plus probable.

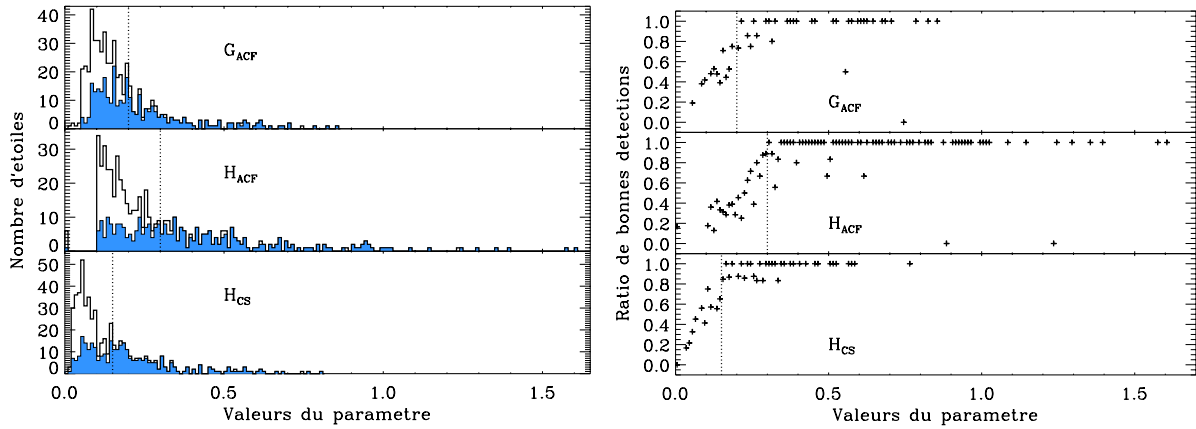


FIGURE 7.14: Distribution des valeurs de G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} pour les courbes de lumière de l'échantillon sismique. **Gauche** : Histogrammes de différentes valeurs pour l'échantillon complet (ligne noire) et les détections de rotation de surface (bleu). **Droite** : Ratios des détections de rotation sur le nombre total d'étoiles en fonction de la valeur du paramètre considéré. Les lignes verticales en pointillé marquent les valeurs des seuils retenus : $G_{ACF,lim} = 0,2$, $H_{ACF,lim} = 0,3$, $H_{CS,lim} = 0,15$.

Néanmoins, ces courbes ne correspondent pas à des données réelles et, pour déterminer les valeurs de ces seuils, il est plus logique d'utiliser des résultats obtenus pour des étoiles réellement observées par *Kepler*. Nous avons donc réalisé le même travail pour les étoiles sismiques étudiées par [García et al. \(2014a\)](#), en utilisant les données KADACS. On distingue ici les étoiles pour lesquelles la détection a été validée visuellement du reste de l'échantillon. Les comparaisons pour les trois paramètres de cet ensemble d'étoiles est visible sur la Figure 7.14. On retrouve là encore pour les ratios de bonnes détections un comportement presque linéaire pour les valeurs faibles suivi d'une saturation. À partir de ces résultats, les valeurs des seuils ont été fixées de la manière suivante : $G_{ACF,lim} = 0,2$, $H_{ACF,lim} = 0,3$, $H_{CS,lim} = 0,15$. Ces limites sont indiqués sur la Figure 7.14.

Si, en combinant ces trois contraintes, on isole les étoiles sismiques pour lesquelles on a simultanément $G_{ACF} \geq 0,2$, $H_{ACF} \geq 0,3$ et $H_{CS} \geq 0,15$, on récupère, sur les 540 étoiles de l'échantillon de départ, 124 des 310 étoiles avec rotation détectée (soit 40%). De plus, on ne garde que 6 des 230 étoiles sans rotation détectée (soit 0,03%). Le point important ici est que parmi les 130 étoiles ainsi sélectionnées, seules 6 (soit 0,05%) n'ont pas de rotation détectée. Parmi des 6 étoiles, 3 sont des binaires pour lesquelles notre méthode mesure la période orbitale et 3 ont des courbes de lumière très perturbées par des problèmes instrumentaux. La Table 7.3 résume ces résultats. Ce critère permet donc d'isoler un sous-échantillon où la probabilité d'avoir une bonne détection est très élevée. On notera que ces seuils sont plus faibles que s'ils avaient été fixés à partir des courbes de l'exercice *hare and hounds*, ce qui est probablement dû à la méthodologie employée pour les produire, nécessairement différentes du cas des données réelles.

Dans le cadre de l'étude des géantes rouges, nous avons donc sélectionné comme sous-échantillon toutes les étoiles pour lesquelles ce critère ($G_{ACF} \geq 0,2$, $H_{ACF} \geq 0,3$ et $H_{CS} \geq 0,15$) était respecté pour au moins l'un des deux filtres utilisés (55 et 80 jours). Cela nous a permis d'isoler

TABLE 7.3: Nombres d'étoiles isolées grâce aux seuils sur G_{ACF} , H_{ACF} et H_{CS} , pour les étoiles sismiques.

	Échantillon complet	$G_{ACF} \geq 0,2$	$H_{ACF} \geq 0,3$	$H_{CS} \geq 0,15$	3 seuils combinés
Avec rotation	310	139	177	175	124
Sans rotation	230	15	13	12	6
Total	540	154	190	187	130

environ 900 étoiles sur les 17 000 initiales. Pour ces 900 étoiles, tous les résultats sont vérifiés visuellement. Si une ou plusieurs des 6 périodes mesurées est reconnaissable comme une modulation de surface dans la courbe de lumière, cette période est sélectionnée comme période de rotation P_{rot} . À l'inverse, si toutes les périodes mesurées ne sont pas convaincantes ou dues à des problèmes instrumentaux, aucune période de rotation n'est sélectionnée. Lorsque cela est possible, les données filtrées à 80 jours sont privilégiées et la période sélectionnée provient du GWPS associé. Lorsque cela n'est pas possible, elle est extraite du GWPS des données filtrées à 55 jours.

Dans certains cas, la période repérée semble être un harmonique de la véritable période de rotation, plus longue (souvent supérieure à 100 jours). Cela est particulièrement visible dans l'ACF où le 2^e pic peut être plus grand que le 1^{er}. Ce cas de figure peut se présenter lorsque des taches ou des régions actives apparaissent à des longitudes opposées sur l'étoile (voir [McQuillan et al., 2013a](#)). Lorsque cela arrive, une nouvelle courbe de lumière est calculée, en utilisant cette fois un filtre triangulaire à 100 jours sur l'ensemble des données. On lui applique alors la même méthodologie d'extraction de la rotation de surface et la période de rotation choisie provient de cette analyse.

Voyons à présent quels sont les résultats de cette analyse.

7.4.2 Périodes mesurées

À l'issue de la vérification visuelle des 900 étoiles pré-sélectionnées, deux listes ont été établies. La première regroupe les étoiles pour lesquelles la détection est validée (étoiles "à rotation"). La deuxième comprend toutes les étoiles pour lesquelles on observe un signal de type rotationnel mais où il est plus difficile de s'assurer qu'il n'est pas créé par des problèmes instrumentaux (étoiles "candidates"). D'une manière générale, ces étoiles candidates ont des périodes plus longues que les étoiles à rotation. Les autres étoiles ont été écartées. On identifie ainsi 407 étoiles à rotation et 140 étoiles candidates. La Figure 7.15 montre la répartition des périodes de rotation de ces étoiles.

On observe alors une claire bi-modalité de la distribution des périodes. Un premier pic est visible entre 0 et 30 jours, ce qui correspond à des rotations très rapides pour des étoiles de ce type. Le deuxième ensemble, plus étalé et dont le maximum se situe à environ 52 jours correspond plus à ce qui est prévu par la théorie. La queue de la distribution est très réduite mais ce sont des périodes qui sont difficiles à mesurer dans les données *Kepler*. Si on considère également les étoiles candidates, la répartition devient relativement régulière, décroissant lentement jusqu'à

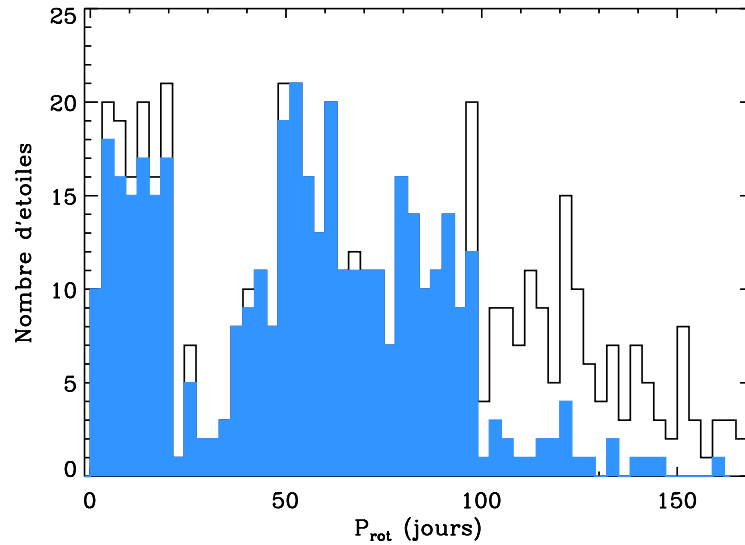


FIGURE 7.15: Histogramme des périodes de rotations mesurées pour les géantes rouges *Kepler*. La ligne noire correspond à l'ensemble des étoiles à rotation plus les étoiles candidates tandis que le bleu correspond uniquement aux étoiles à rotation.

être nulle pour $P_{\text{rot}} > 170$ jours. Rappelons que l'activité et la rotation sont intimement liées et que les étoiles à rotation lente sont moins susceptibles d'avoir des taches à leur surface. Cette décroissance pourrait donc correspondre à une diminution du nombre d'étoiles pour lesquelles la rotation de surface est mesurable via la photométrie.

En revanche, les périodes à moins de 30 jours sont peu crédibles. Il est donc important de porter une attention toute particulière aux problèmes de pollution des données qui peuvent fausser les résultats.

7.4.3 Une éventuelle pollution des données

Il peut exister plusieurs types de pollution dans les données *Kepler*. Tout d'abord, les variabilités dues au satellites peuvent, bien qu'une grande attention y ait été portée, contaminer les résultats. On peut remarquer d'ailleurs un excès de détections, principalement pour les étoiles candidates, autour de 90 jours ce qui correspond à la durée des quarts de *Kepler*. Ces périodes sont donc à considérer avec précaution.

Une deuxième source de pollution vient de la possibilité que la modulation rotationnelle mesurée dans la courbe de lumière ne provienne pas de la géante rouge considérée. Deux cas de figure sont possibles : soit la géante fait en réalité partie d'un système multiple et le signal provient d'un de ses compagnons, soit il existe une autre étoile, proche de la géante considérée sur le ciel, et dont une partie de la luminosité est incluse dans le masque de pixels utilisés pour calculer la courbe de lumière de la géante. Dans le premier cas, il est difficile de lever l'ambiguïté sans une étude détaillée de l'étoile, incluant si possible des mesures spectroscopiques de manière à mesurer plusieurs lignes spectrales distinctes ou des variations de vitesses radiales.

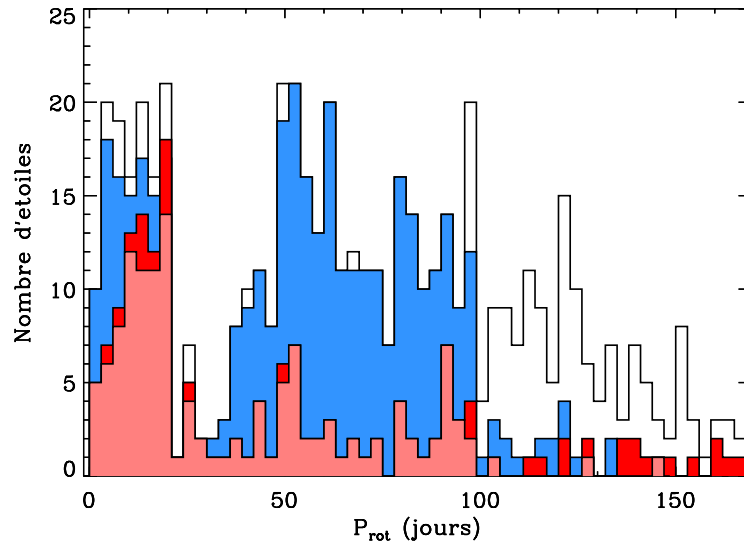


FIGURE 7.16: Distribution des périodes de rotation des géantes rouges en fonction de leur *crowding*. La ligne noire correspond aux étoiles de l'échantillon complet (“à rotation” et “candidates”), le bleu aux étoiles à rotation, le rouge aux étoiles de l'échantillon complet dont le *crowding* est inférieur à 0,98 et le rose aux étoiles à rotation dont le *crowding* est inférieur à 0,98.

Dans le second cas, en revanche, il est possible d'évaluer la probabilité que le masque de l'étoile contienne en partie du signal d'autres étoiles. Les données *Kepler* contiennent pour chaque étoile un paramètre, appelé *crowding* et compris entre 0 et 1, qui correspond au taux de signal intrinsèque de l'étoile dans sa courbe de lumière (voir Chapitre 3). Plus simplement, plus ce paramètre est proche de 1, moins la courbe de lumière risque d'être polluée. On peut ainsi regarder quelles sont les valeurs du *crowding* des géantes pour lesquelles on mesure une rotation. La Figure 7.16 montre les histogrammes des étoiles “à rotation”, “candidates” et dont le *crowding* est inférieur à 0,98. Cette valeur, volontairement haute, est très conservatrice mais permet de visualiser facilement les plages de périodes de rotation les plus susceptibles d'être touchées par cette pollution.

Il apparaît alors que la proportion d'étoiles à bas *crowding* est très importante pour les périodes inférieures à 30 jours. Cela suggère que ces détections sont très probablement le fait d'une pollution venant d'une étoile proche. De plus, on constate également des pics de ce type d'étoiles autour de 50 et 80-90 jours, correspondant à des pics dans la distribution totale des périodes de rotation. On peut penser que les excès de la distribution initiale s'expliquent en partie par la présence de pollution. En revanche, on constate un taux relativement faible d'étoiles à bas *crowding* pour les périodes longues (> 100 jours). Cela renforce la confiance que l'on peut avoir dans les périodes des étoiles candidates.

La Figure 7.17 présente la distribution de l'échantillon complet lorsqu'on applique des seuils différents pour les valeurs du *crowding*. Même pour un seuil très élevé (0,98), les détections de périodes courtes restent significatives, bien que favorisant les très courtes périodes. Ces valeurs peuvent soit correspondre à des géantes en rotation très rapide, soit à des systèmes multiples pour lesquels la période mesurée correspond à la rotation ou aux oscillations d'un compagnon.

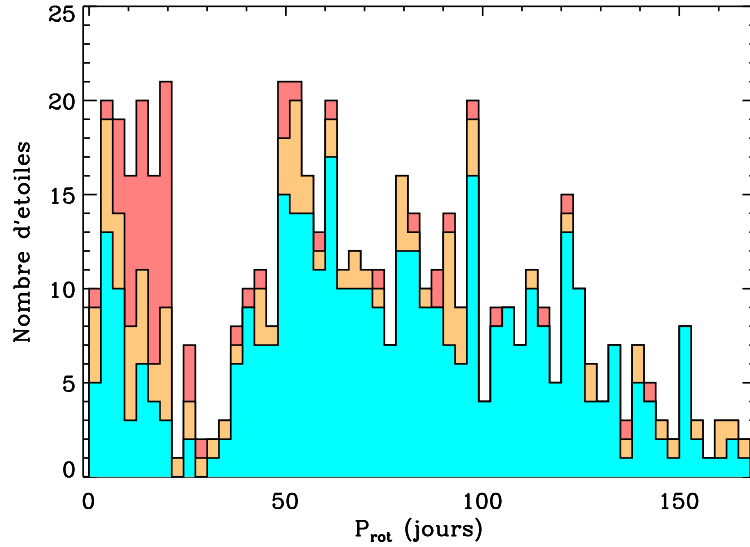


FIGURE 7.17: Distribution des périodes de rotation des géantes rouges pour différents seuils de *crowding*. Le rose représente l'échantillon complet, le orange les étoiles dont le *crowding* est supérieur à 0,9 et le cyan à celles dont le *crowding* est supérieur à 0,98.

Le reste de la distribution, au-dessus de 30 jours, est relativement homogène : augmentation nette jusqu'à environ 60 jours puis diminution progressive.

Il est également intéressant de s'assurer que les étoiles peuvent physiquement tourner aux périodes mesurées. Pour cela, on compare la période mesurée à la période critique au-delà de laquelle l'étoile se disloque sous l'effet de la force centrifuge. Cette période peut se calculer de la manière suivante :

$$T_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{27\pi^2 R^3}{2GM}}, \quad (7.3)$$

où R et M sont le rayon et la masse de l'étoile et G est la constante de gravitation ($G = 6,67 \cdot 10^{-11} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$). En utilisant les relations d'échelle astérosismiques de l'équation (2.24), on peut simplifier cette expression pour obtenir :

$$T_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{27\pi^2 R_{\odot}^3}{2GM_{\odot}}} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{-1}, \quad (7.4)$$

où R_{\odot} et M_{\odot} sont le rayon et la masse du Soleil. La Figure 7.18 présente la répartition des étoiles de l'échantillon avec rotation dans l'espace $P_{\text{rot}}-\Delta\nu$ ainsi que la valeur de T_{crit} correspondante. On remarque qu'un certain nombre de géantes se situent sous la ligne correspondant à une rotation critique. Ces cas n'étant pas physiques, les valeurs considérées sont nécessairement erronées : soit la période détectée ne mesure pas la rotation de l'étoile (pour les raisons vues précédemment), soit le paramètre $\Delta\nu$ n'est pas correct. On peut également constater que certaines géantes dont la période mesurée est inférieure à 30 jours se situent bien au-dessus de cette limite. Ces périodes de rotation sont donc crédibles bien qu'anormalement courtes.

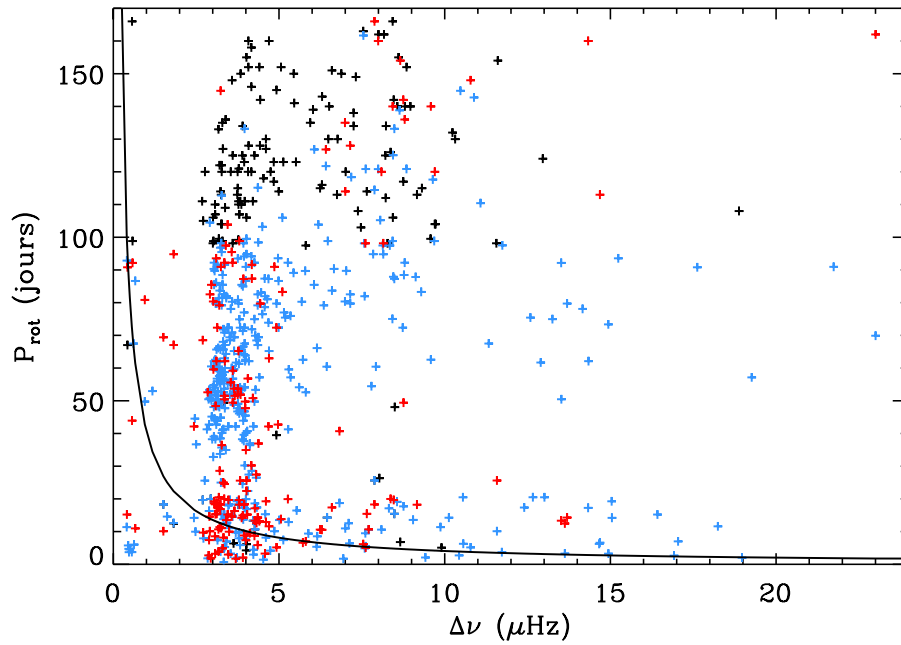


FIGURE 7.18: Périodes de rotation des géantes rouges en fonction de leur paramètre $\Delta\nu$. Les croix noires indiquent les étoiles candidates, les bleu les étoiles à rotation et les rouges celles dont le *crowding* est inférieur à 0,98. La ligne continue noire marque la période de rotation critique, les étoiles en dessous tournant trop vite.

Tout en gardant ces différentes réserves en tête, voyons comment nos mesures photométriques se comparent aux mesures spectroscopiques existantes.

7.4.4 Comparaison avec des mesures spectroscopiques

Nous allons ici utiliser l'étude réalisée par [Tayar et al. \(2015\)](#) dont nous avons déjà parlé à la Section 7.3. Dans un premier temps, il est possible de comparer les périodes mesurées photométriquement à celles déduites du $v \cdot \sin(i)$ et des estimations sismiques des rayons stellaires. La Figure 7.19 présente cette comparaison. On constate que toutes les périodes mesurées sont compatibles avec les valeurs spectroscopiques de la vitesse de surface. La distribution des sinus des angles d'inclinaison déduits de cette comparaison, bien que relativement plate, n'est pas en désaccord fort avec une répartition aléatoire des angles d'inclinaison i . Une étoile de l'échantillon semble avoir une valeur très faible de i , ce qui est très improbable étant donné la technique utilisée pour extraire la période de rotation. Cependant, cette étoile a une très faible métallicité, ce qui peut conduire à une estimation erronée de sa température effective et, par suite, de son rayon et de son angle d'inclinaison.

Contrairement à l'étude de [Tayar et al. \(2015\)](#), il n'y a pas d'indices clairs que notre échantillon contient des produits de mergers ou des étoiles ayant absorbé leur planète. En revanche, l'analyse des spectres successifs obtenus par APOGEE montre des variations de vitesses radiales supérieures à $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 7 étoiles (KIC 3458643, 5382824, 5439339, 6032639, 6933666, 7531136 et 12314910) et supérieures à $0,5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 3 autres étoiles (KIC 4668478,

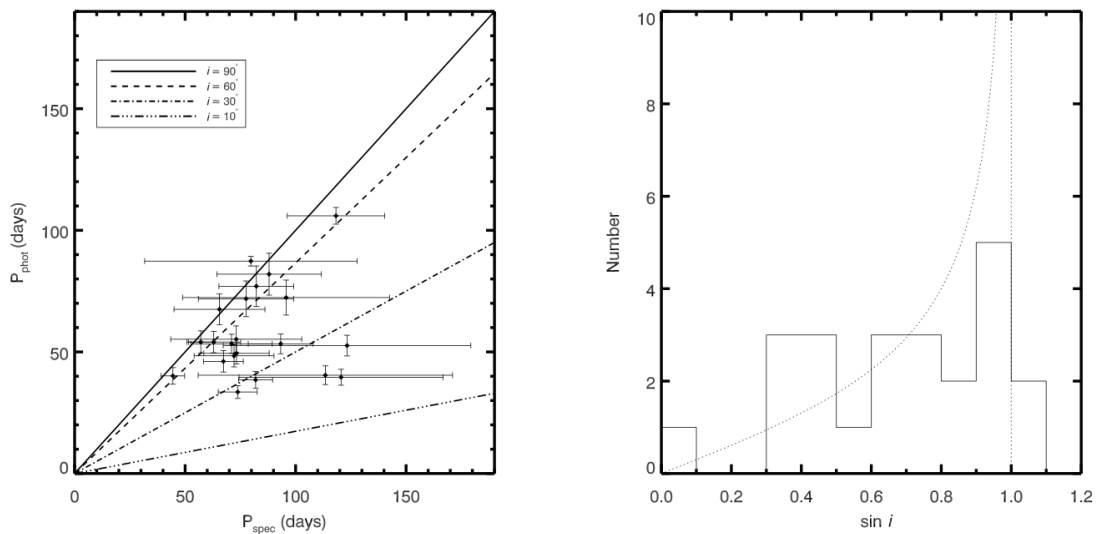


FIGURE 7.19: Comparaison des périodes de rotation photométriques des géantes rouges et des valeurs de $v \cdot \sin(i)$ spectroscopiques. **Gauche** : Période issue de la photométrie en fonction de celle issue de la spectroscopie ; les lignes de différents types marquent les emplacements attendus pour des étoiles dont l'angle d'inclinaison est de 90° , 60° , 30° , et 10° ; on peut remarquer que les périodes issues de notre méthode sont beaucoup mieux contraintes que celles déduites via la spectroscopie. **Droite** : Distribution des valeurs de $\sin(i)$ provenant de la comparaison entre périodes photométrique et spectroscopique : la ligne en pointillé indique le résultat attendu pour une répartition aléatoire de i .

8017159 et 9240941). Ces géantes rouges font donc très probablement partie de systèmes multiples et il est possible que la rotation mesurée soit celle d'un compagnon. Leurs périodes de rotation étant très similaires à celles des autres géantes de l'échantillon, cela est néanmoins assez peu probable.

7.4.5 Périodes de rotation finales et populations stellaires

Faisons à présent un bilan des périodes de rotation les plus fiables. Sur les 547 périodes mesurées initialement, il reste 383 périodes si on retire toutes les étoiles dont le *crowding* est inférieur à 0,98. De plus, si on élimine encore toutes les étoiles tournant à plus de 80 % de leur vitesse de rupture ($P_{\text{rot}}/T_{\text{crit}} \leq 1,25$) il reste finalement **361 périodes de rotation mesurées**. Voyons comment ces résultats se répartissent en fonction des différentes populations stellaires présentes dans notre échantillon. Les masses et rayons des étoiles sont ici obtenus grâce aux relations d'échelle astérosismiques utilisant les paramètres $\Delta\nu$ et ν_{max} ainsi que les températures effectives mesurées par [Huber et al. \(2014\)](#).

Tout d'abord, le taux de détection global pour notre échantillon est de 2,08 % (361/17 374). Ce taux est très faible, d'où la nécessité d'utiliser un échantillon de départ le plus grand possible. Il est intéressant de remarquer que les prédictions se basant sur les taux d'étoiles binaires observées ainsi que sur les distributions de périodes de rotation mesurées suggèrent qu'environ 2 % des géantes rouges devraient avoir une rotation de surface mesurable via la spectroscopie ([Carlberg et al., 2011](#)). S'il est difficile de comparer directement ces estimations et nos résultats,

le lien fort entre rotation rapide et activité magnétique importante suggère que notre taux de détection doit être proche de ces prévisions, ce qui est le cas.

De plus, nous avons vu précédemment que les étoiles de masses intermédiaires (ici $M > 2,0 M_{\odot}$), pour lesquelles le freinage magnétique est très peu efficace en séquence principale, peuvent arriver en phase géante rouge avec une plus large gamme de périodes de rotation que les autres. Or, on constate que notre taux de détection est sensiblement plus élevé pour ces étoiles (2,69 %, soit 169/6 272). De manière logique, ce taux devient beaucoup plus faible pour les étoiles de faibles masses ($M \leq 2,0 M_{\odot}$) puisqu'il chute à 1,74 % (191/10 962).

Enfin, l'étude spectroscopique de la Section 7.3 suggère qu'environ 7 % des géantes rouges de faibles masses du *clump* ont été accélérées par une interaction avec un compagnon. Si nous considérons les étoiles de notre échantillon de masse inférieure à $1,1 M_{\odot}$ et dont la gravité de surface est compatible avec une appartenance au *red clump* ($2,3 \leq \log(g) \leq 2,6$), on obtient un taux de détection de 6,04 %. Ce taux, qui peut inclure également certaines étoiles de la RGB dont le $\log(g)$ est compris dans cette plage, est en relativement bon accord avec celui dérivé à la Section 7.3. Cela laisse penser que ces géantes rouges ont été récemment accélérées par une interaction. Il serait particulièrement intéressant de réaliser des observations spectroscopiques détaillées de celles-ci, de manière à étudier leurs abondances de surface et voir si elles sont enrichies en certains éléments du fait de cette interaction.

Cette étude ouvre donc la voie à un grand nombre de travaux futurs. L'échantillon que constituent les géantes rouges pour lesquelles nous avons déterminé une période de rotation de surface est une mine d'or pour un grand nombre de champs de recherche. L'activité des géantes rouges est par exemple encore mal connue à l'heure actuelle et les étoiles repérées ici peuvent fournir de précieuses informations dans ce domaine. Il sera également intéressant de regarder encore plus en détail la répartition des géantes en rotation selon les différentes populations stellaires.

Le travail décrit ici ainsi que la table complète des périodes de rotation mesurées seront présentés dans l'article [Ceillier et al. \(2015a\)](#), encore en préparation à l'heure où sont écrites ces lignes.

Dans le chapitre suivant, nous étudierons la rotation interne de ces étoiles évoluées et nous verrons comment la comparaison entre observations et modélisation permet de contraindre les mécanismes de transport de moment cinétique à l'œuvre dans les étoiles tout au long de leur évolution.

CHAPITRE 8

Modéliser le profil de rotation interne d'une géante rouge

Sommaire

8.1	Rotation d'une jeune géante rouge : le cas de KIC 7341231	205
8.1.1	Les techniques d'inversion : le profil de rotation radial	205
8.1.2	Le code de Genève : création du modèle nominal	207
8.1.3	Modifications du modèle	208
8.2	Article Ceillier et al. 2013	215

Nous avons vu au Chapitre 6 que le profil rotationnel des étoiles de type solaire en séquence principale était relativement plat, ce que la théorie peine à reproduire. De plus, nous avons vu au Chapitre 7 qu'il était possible de fortement contraindre la structure et la dynamique des étoiles évoluées à partir de l'étude de leurs modes mixtes.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'étude d'une jeune géante rouge pour laquelle les observations sismiques ont permis de dériver le profil de rotation interne. Le travail réalisé durant cette thèse a consisté à utiliser la modélisation pour tenter de reproduire ce profil de rotation et ainsi étudier les processus de transport de moment cinétiques implémentés dans les codes d'évolution stellaire.

Les résultats décrits ici ont été détaillés dans l'article de [Ceillier et al. \(2013\)](#), inclus Section 8.2.

8.1 Rotation d'une jeune géante rouge : le cas de KIC 7341231

Dans cette section, nous allons donc nous intéresser à une étoile évoluée bien précise, KIC 7341231. Nous présenterons tout d'abord les résultats de l'étude de ses modes réalisée par [Deheuvels et al. \(2012\)](#) ainsi que le profil de rotation qui en a été déduit. Nous décrivons ensuite le travail de modélisation réalisé grâce au code de Genève sur cette étoile avant de détailler les modifications effectuées sur ce modèle pour évaluer l'efficacité du mécanisme de transport de moment cinétique manquant.

8.1.1 Les techniques d'inversion : le profil de rotation radial

L'étoile KIC 7341231, aussi désignée comme HIP 92775 et G205-42, est une jeune géante rouge de faible masse ($M = 0,84 M_{\odot}$) qui a fait l'objet de nombreuses observations. Sa température effective est comprise entre 5470 K ([Casagrande et al., 2010](#)) and 5483 K ([Ammons et al., 2006](#))

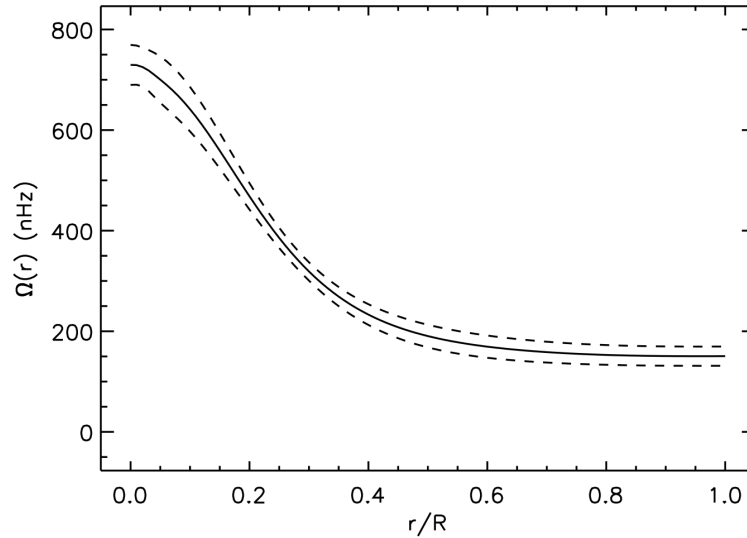


FIGURE 8.1: Profil de rotation radiale de l'étoile KIC 7341231. En réalité, seuls les points extrêmes sont bien contraints, soit le cœur et les couches proches de la surface. Source : [Deheuvels et al. 2012](#).

et sa gravité de surface $\log(g)$ entre 3,55 ([Deheuvels et al., 2012](#)) et 4,06 ([Molenda-Żakowicz et al., 2008](#)). Sa métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ est très faible et se situe entre $-2,18$ ([Laird et al., 1988](#)) et $-0,79$ ([Ammons et al., 2006](#)). Cette faible métallicité associée à son grand mouvement propre ($39,18$ mas/an en RA et $255,25$ mas/an en DEC selon [van Leeuwen 2007](#)) et à sa vitesse radiale élevée ($-269,16$ km \cdot s $^{-1}$, [Latham et al. 2002](#)), indiquent qu'il s'agit d'une étoile du halo.

Cette étoile a été observée par le satellite *Kepler* pendant 1 an (correspondant aux quarts Q5, Q6, Q7 et Q8) en temps de pose court (*Short Cadence*). Ces données ont permis la détection claire d'oscillations de type solaires. Les propriétés globales de son spectre de puissance ont ensuite été déterminées par [Deheuvels et al. \(2012\)](#) : sa grande séparation est $\Delta\nu = 28,9 \pm 0,2$ μHz et son period spacing (pour les modes g de degré $l = 1$) est $\Delta\Pi_{l=1} = 107,1 \pm 2,3$ s.

Un étude plus détaillée basée sur l'ajustement du spectre de puissance par un ensemble de fonctions lorentziennes a conduit à l'identification des degrés l des modes et à la mesure des *splittings* rotationnels. La comparaison de ces résultats avec les *splittings* issus de modèles a permis de dériver le profil de rotation différentielle radial de l'étoile (voir Figure 8.1). [Deheuvels et al. \(2012\)](#) ont montré que le cœur de l'étoile tourne à une fréquence moyenne $\Omega_c = 710 \pm 51$ nHz (la moyenne étant réalisée sur 1,4% du rayon de l'étoile, correspondant à 17% de sa masse totale) tandis que sa rotation de surface est $\Omega_s < 150 \pm 19$ nHz. Il est à noter que les méthodes d'inversion (consistant à déduire le profil de rotation à partir des *splittings*) utilisées ont des marges d'erreur importantes. C'est pourquoi nous n'avons utilisé pour ce travail que la rotation du cœur et la rotation de surface, qui sont les plus fiables.

Voyons à présent les caractéristiques du modèle calculé pour reproduire cette géante rouge.

TABLE 8.1: Paramètres du modèle nominal de KIC 7341231.

Paramètre	Valeur
[Fe/H]	-1 dex
Y_{ini}	0,260
v_{ini}	$2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
M	$0,84 \pm 0,001 M_{\odot}$
Âge	$13,01 \pm 0,006 10^9 \text{ ans}$
$\Delta\nu$	$30 \pm 4 \mu\text{Hz}$
$\Delta\Pi_1$	$115 \pm 9 \text{ s}$
Ω_c	$33 \pm 6 \mu\text{Hz}$
Ω_s	$36 \pm 10 \text{ nHz}$

8.1.2 Le code de Genève : création du modèle nominal

Le code d’évolution stellaire utilisé pour cette étude est le Code d’évolution stellaire de Genève (Eggenberger et al., 2008). Ce code est un code de calcul 1D qui considère donc des valeurs moyennées sur des enveloppes concentriques. Les effets de la rotation dite en coquilles (ou *shellular rotation*) et la circulation méridienne associée (voir Section 1.2) ainsi que les effets de la turbulence sur l’évolution stellaire ont été pris en compte (Eggenberger et al., 2010). Dans cette étude, on ne considère ni ondes de gravité internes ni champ magnétique (voir par exemple Talon & Charbonnel, 2005; Mathis & Zahn, 2005).

Les paramètres d’entrée du code sont : la masse de l’étoile M , sa vitesse de rotation initiale v_{ini} , sa métallicité [Fe/H] et son abondance en hélium initiale Y_{ini} . Tous les modèles calculés commencent à la ZAMS (*Zero Age Main Sequence*, début de la séquence principale) et la valeur du paramètre de la MLT α_{MLT} est calibré pour un modèle solaire. Pour ce travail, nous avons choisi une métallicité [Fe/H] = -1 et une abondance initiale en hélium $Y_{\text{ini}} = 0,260$. L’évolution des modèles est stoppée lorsque leur grande séparation $\Delta\nu$, calculée à partir de la vitesse du son dans le modèle stellaire, est égale à celle observée. On compare alors la valeur asymptotique du *period spacing* du modèle avec la valeur observée. De manière à reproduire au mieux la fréquence de rotation observée, la vitesse de rotation initiale des modèles calculés est fixée à $v_{\text{ini}} = 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

De même que Deheuvels et al. (2012), nous avons trouvé qu’un modèle de masse $M = 0,84 M_{\odot}$ reproduisait au mieux les valeurs observationnelles de $\Delta\nu$ et $\Delta\Pi$, au même âge $T = 13,01$ milliards d’années. On appellera ce premier modèle le modèle “nominal”. La Table 8.1 récapitule les paramètres du modèle sélectionné. La Figure 8.2 présente les tracés évolutifs du modèle obtenu dans le diagramme HR classique et le diagramme HR sismique. On peut constater que KIC 7341231 apparaît bien comme une jeune géante rouge venant de sortir de la phase sous-géante.

Intéressons-nous alors au profil de rotation obtenu pour ce modèle, représenté Figure 8.3. On constate aisément que ce profil est beaucoup plus contrasté que les observations et que la rotation du cœur de l’étoile obtenue est beaucoup trop rapide ($33 \mu\text{Hz}$ contre $0,71 \mu\text{Hz}$ pour les observations). Ce résultat est en accord avec les conclusions de Eggenberger et al. (2012) pour l’étoile KIC 8366239, plus massive, de Pinsonneault et al. (1989) et de Turck-Chièze et al. (2010) pour le Soleil et de Marques et al. (2013) pour une étoile de $1,3 M_{\odot}$. Cela montre

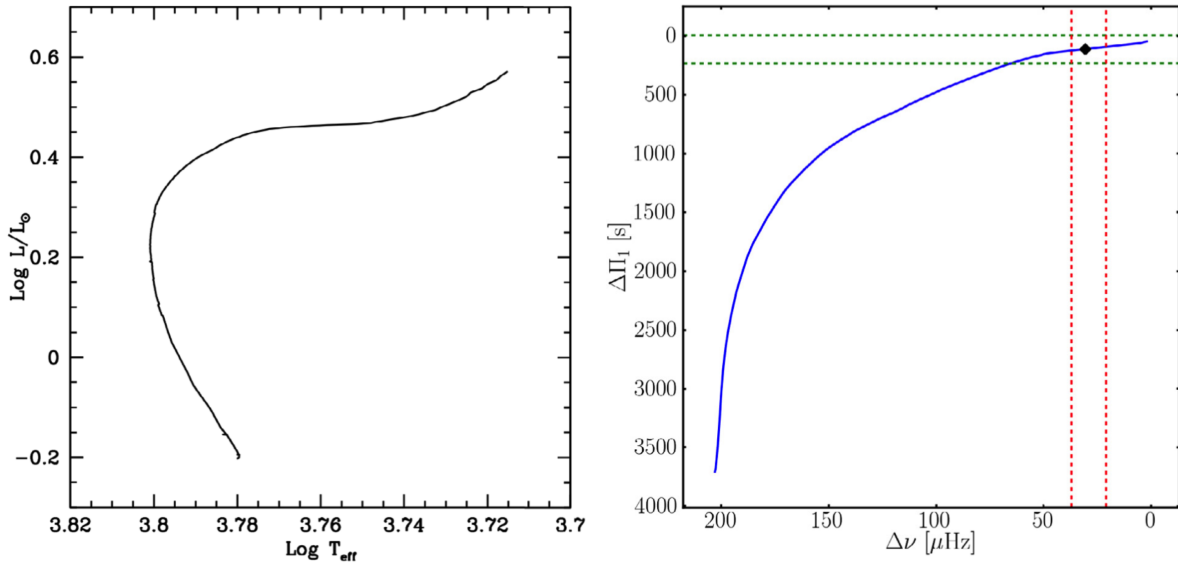


FIGURE 8.2: Tracés évolutifs du modèle de KIC 7341231. **Gauche** : Diagramme HR classique ; le tracé est celui d'une étoile de $0,84 M_{\odot}$, depuis la ZAMS jusqu'au point d'arrêt correspondant au modèle sélectionné pour reproduire KIC 7341231. **Droite** : Diagramme HR sismique $\Delta\nu$ - $\Delta\Pi_1$; la ligne bleue représente l'évolution du modèle depuis la ZAMS, le losange représente le modèle sélectionné et les lignes en pointillé rouge et verte représentent respectivement les barres d'erreur sur les valeurs observationnelles de $\Delta\nu$ et $\Delta\Pi_1$ (multipliées par 40 et 400, respectivement, pour une meilleure visibilité).

que, pour une étoile de faible masse et de faible métallicité telle que KIC 7341231, la rotation shellulaire et la circulation méridienne ainsi que le transport lié à l'instabilité du cisaillement vertical induits, ne suffisent pas à produire un couplage interne suffisant pour reproduire les observations.

Voyons maintenant comment ces conclusions varient lorsque l'on modifie le modèle nominal de KIC 7341231.

8.1.3 Modifications du modèle

De manière à évaluer la sensibilité de nos résultats aux variations des paramètres des modèles, nous avons calculés de nouveaux modèles. Voyons quels paramètres ont été considérés et quelle influence ils ont eu.

8.1.3.1 Explorer l'espace des paramètres

Pour tester les effets de variations du type de modèle calculé, nous avons considéré des modèles avec les mêmes propriétés globales (masse, v_{ini} , métallicité, ...) que le modèle nominal mais en faisant varier d'autres paramètres (voir également [Marques et al., 2013](#), pour une démarche similaire). On étudie ainsi l'effet du freinage magnétique pendant la séquence principale, de la diffusion atomique, de la valeur du paramètre α_{MLT} , de la valeur de l'abondance initiale en

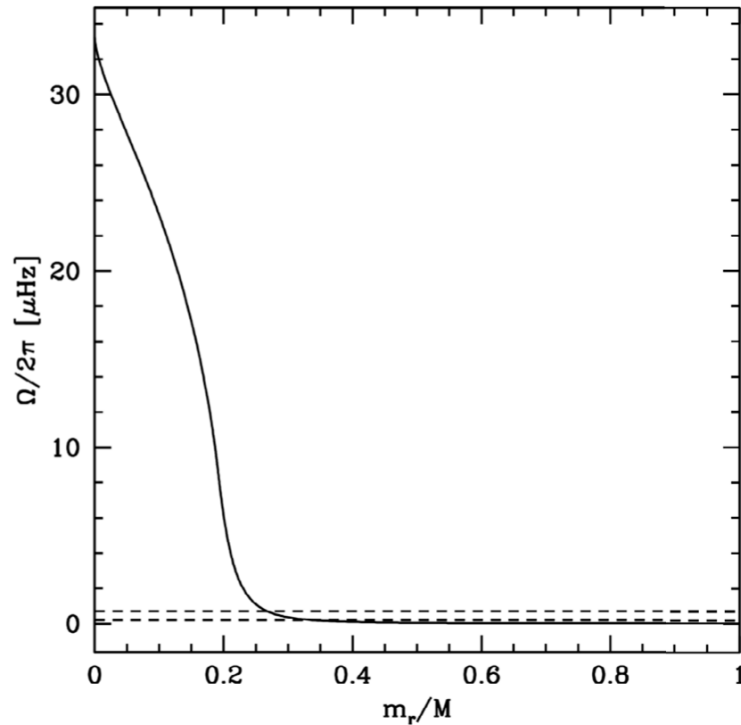


FIGURE 8.3: Profil de rotation du modèle nominal de KIC 7341231. Les lignes en pointillé indiquent les valeurs de Ω_c et Ω_s dérivées par [Deheuvels et al. \(2012\)](#).

TABLE 8.2: Paramètres des modèles modifiés de KIC 7341231.

Numéro du modèle	Paramètre modifié	Valeur nominale	Valeur modifiée	Âge [10^9 ans]	$\Delta\nu$ [μHz]	$\Delta\Pi_1$ [s]
1	Freinage magnétique	Off	On	$12,97 \pm 0,09$	34 ± 5	122 ± 10
2	Diffusion atomique	Off	On	$12,65 \pm 0,09$	32 ± 5	119 ± 10
3	α_{MLT}	1,6	1,7	$12,97 \pm 0,09$	34 ± 6	121 ± 10
4	Y_{ini}	0,26	0,3	$9,71 \pm 0,07$	33 ± 6	123 ± 12
5	[Fe/H]	-1	-0,8	$14,16 \pm 0,08$	31 ± 5	116 ± 8

hélium et de la métallicité. Les caractéristiques de ces paramètres modifiés sont résumés dans la Table 8.2. Voyons pourquoi ces paramètres ont été choisis.

Le freinage magnétique

Nous voulions tout d'abord étudier l'influence du freinage magnétique sur le profil de rotation puisque ce phénomène modifie directement la rotation de surface de l'étoile. Ainsi, l'ajout du freinage magnétique pendant la séquence principale fait diminuer la fréquence de rotation de surface, ce qui amplifie la rotation différentielle radiale et donc modifie la structure interne de l'étoile tout en renforçant l'efficacité de la circulation méridienne (voir par exemple [Zahn, 1992](#); [Decressin et al., 2009](#)).

La diffusion atomique

Nous avons ensuite considéré l'effet de la diffusion atomique (voir [Michaud & Richer, 2013](#)). En effet, le calcul du modèle nominal ne prenait en compte que des processus de transport liés à la rotation. L'inclusion de la diffusion atomique modifie le transport des éléments chimiques

au sein de l'étoile et modifie sa structure. Ce processus change donc, indirectement, le transport de moment cinétique.

La paramètre α_{MLT}

Un paramètre des modèles d'évolution stellaire est souvent calibré sur le Soleil. Il s'agit du paramètre α_{MLT} , qui contrôle la longueur de mélange et donc le mélange convectif en ZC. Il est cependant très difficile d'être certain que ce paramètre peut être choisi comme constant pour une vaste gamme d'étoiles différentes, alors même qu'il peut modifier la luminosité, la densité et la rotation des modèles obtenus. Lorsqu'on modélise une étoile géante, par exemple, on peut se demander si les différences très importantes entre sa structure et celle du Soleil ne devraient pas conduire à utiliser une autre valeur de ce paramètre. Nous avons donc calculé un modèle avec une valeur légèrement supérieure de α_{MLT} . L'augmentation de la taille de la ZC induite par ce changement devrait modifier la distribution de moment cinétique dans l'étoile.

L'abondance initiale en hélium Y_{ini}

En tant qu'étoile du halo, KIC 7341231 est supposée avoir une faible abondance initiale en hélium. Il est cependant difficile d'obtenir une estimation précise de ce paramètre. De manière à évaluer son influence, nous avons calculé un modèle avec une abondance légèrement supérieure. Ce modèle correspondrait à une étoile née plus tardivement que KIC 7341231 et peut permettre d'évaluer les différences de transport de moment cinétique entre deux étoiles d'époques différentes. Cette modification a également un impact important sur l'âge du modèle, qui passe à 9,71 milliards d'années. Si cette différence est logique, elle conduit à une luminosité plus élevée et à un $\log(g)$ un peu plus grand.

La métallicité [Fe/H]

Pour les mêmes raisons, KIC 7341231 est supposée avoir une faible métallicité. Encore une fois, il est toujours difficile d'estimer ce paramètre avec précision. C'est pourquoi nous avons voulu évaluer l'influence de la métallicité sur le profil de rotation obtenu. Pour ce faire, nous avons calculé un modèle avec une métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,8$ (en accord avec [Ammons et al., 2006](#)) au lieu de -1. Tout comme le modèle enrichi en hélium, ce cas correspond à une étoile formée après KIC 7341231. Ici encore, l'âge du modèle est grandement modifié : 14,16 milliards d'années au lieu de 13,01. Cela conduit à une température effective plus haute, une luminosité plus faible et un $\log(g)$ légèrement plus élevé.

Toutes ces modifications peuvent avoir une grande influence sur la structure interne de l'étoile et modifier les valeurs des paramètres sismiques $\Delta\nu$ et $\Delta\Pi_1$. Cependant, comme on peut le voir dans la Table 8.2, ces modifications sont relativement faibles et restent compatibles avec les observations. Au passage, on peut noter combien il peut être difficile de contraindre l'âge d'une étoile via la modélisation.

Les modifications du profil de rotation obtenus sont en revanche plus significatives. La Figure 8.4 montre les différences entre les différents profils obtenus. Les changements de la rotation de surface et de la rotation du cœur sont également résumés dans la Table 8.3. Si ces modifications sont nettes, on voit clairement qu'elles sont sans commune mesure avec l'écart à combler entre le profil modélisé et les observations. Nous sommes encore loin d'obtenir une faible rotation

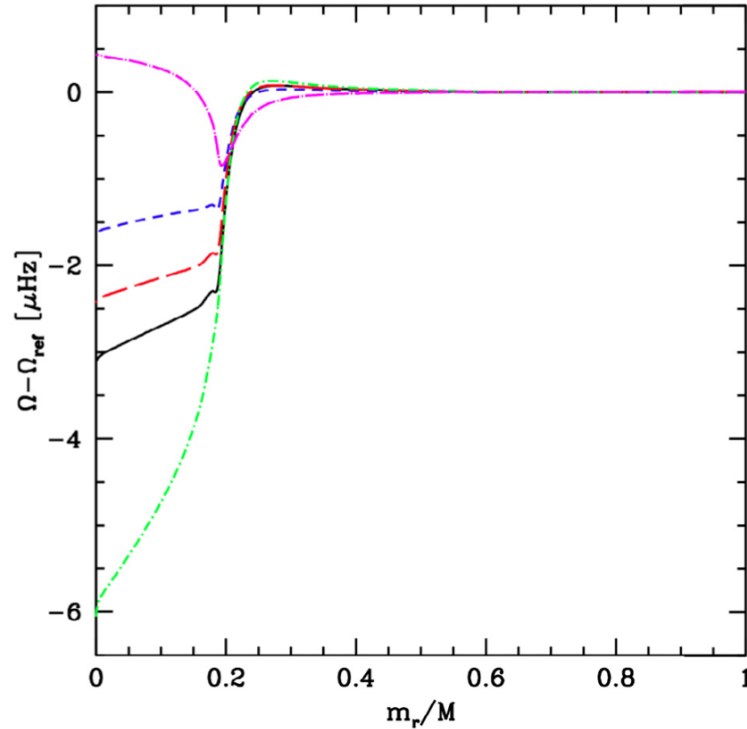


FIGURE 8.4: Différences entre les profils des modèles modifiés et le modèle nominal de KIC 7341231. Modèle n°1 (freinage magnétique) : ligne noire pleine. Modèle n°2 (diffusion atomique) : ligne bleue, tirets courts. Modèle n°3 (α_{MLT}) : ligne rouge, tirets longs. Modèle n°4 (Y_{ini}) : ligne verte, points-tirets courts. Modèle n°5 ($[\text{Fe}/\text{H}]$) : ligne magenta, points-tirets longs.

TABLE 8.3: Taux de rotations des modèles modifiés de KIC 7341231.

Numéro du modèle	Modification de Ω_c	Modification de Ω_s
1	-9%	+8%
2	-5%	+8%
3	-8%	+19%
4	-18%	+5%
5	-2%	+5%

différentielle radiale comme le suggèrent les mesures sismiques. Cela indique encore une fois qu'un processus de transport de moment cinétique supplémentaire est nécessaire, les meilleurs candidats étant actuellement les ondes internes de gravité et le champ magnétique interne (voir Section 1.2).

Sans connaître le processus responsable pour ce transport additionnel de moment cinétique, voyons comment nous pouvons modifier le modèle nominal pour estimer l'efficacité de ce processus durant la phase sous-géante.

8.1.3.2 Contraindre la rotation en séquence principale

Si la nature précise du processus de transport de moment cinétique n'est pas connue, son effet sur le profil de rotation de l'étoile est clair : il conduit à un profil plus plat. Étant donné que la séquence principale est de loin la phase la plus longue et la plus stable de l'évolution stellaire,

ce processus serait probablement extrêmement efficace durant cette période, ce qui serait en adéquation avec les résultats de [Benomar et al. \(2015\)](#) présentés au Chapitre 6. Suivant cette hypothèse, nous avons décidé d'étudier un cas extrême correspondant à une homogénéisation totale du moment cinétique pendant toute la séquence principale (rotation solide forcée). Cette homogénéisation correspond aux effets d'un mécanisme de transport de moment cinétique très efficace. Les effets d'un tel processus sur des échelles de temps plus courtes étant inconnus, nous avons décidé de laisser l'étoile évoluer à nouveau normalement dès la fin de la séquence principale. Il est évident que cette approche est quelque peu grossière et que les véritables effets d'un mécanisme additionnel de transport de moment cinétique seraient plus subtils. Néanmoins, nous avons choisi ce cas extrême de manière à contraindre le processus en question et à avoir une première estimation quantitative de ses effets.

Nous avons ainsi calculés deux nouveaux modèles qui ne diffèrent du modèle nominal que par le fait que leur rotation est solide durant la séquence principale. Pour le premier modèle, cette contrainte de rotation solide s'arrête lorsque l'abondance en hydrogène dans le cœur de l'étoile atteint $X_c = 0,1$ tandis que pour le deuxième, elle ne s'arrête que lorsque cette abondance tombe à 0. Le premier cas ne correspond pas à la fin exacte de la séquence principale mais permet d'évaluer l'influence de la rotation stellaire lors de cette séquence principale sur la rotation lors de la phase de géante rouge.

Les profils de rotation ainsi obtenus, présentés Figure 8.5, sont comme attendu moins contrastés que pour le modèle nominal. Sans surprise, plus la rotation solide est forcé longtemps, plus le profil obtenu est plat. Cela montre la sensibilité du profil de rotation en phase géante rouge à l'efficacité du transport de moment cinétique durant la séquence principale. Toutefois, l'écart reste encore important entre les profils de ces nouveaux modèles et les observations : les taux de rotation au cœur de l'étoile sont plus grands d'au moins un ordre de grandeur que la valeur observée ($\Omega_c = 3,5$ et $13,2 \mu\text{Hz}$ pour les modèles contre $0,71 \text{ nHz}$ pour les observations). Cela suggère que le processus additionnel nécessaire, quel qu'il soit, doit être efficace également sur des échelles de temps courtes comme la phase de sous-géante.

Une autre conséquence intéressante de la rotation solide en séquence principale est que son influence est encore sensible dans les phases plus avancées de l'évolution de l'étoile. Ainsi, les profils obtenus pour des âges supérieurs à celui de KIC 7341231 (soit plus haut sur la RGB) diffèrent de celui obtenu pour le modèle nominal, sans rotation solide. Cette différence peut être observée sur la Figure 8.6. On observe en particulier une diminution du taux de rotation dans le cœur de l'étoile, déjà visible sur la Figure 8.5 mais moins marquée. Ce résultat montre que, pour ces modèles, l'histoire rotationnelle de l'étoile n'est pas complètement effacée par son évolution durant les phases de sous-géante et de géante. Pour bien comprendre les profils de rotation des géantes rouges, il est donc nécessaire d'étudier l'évolution de la rotation tout au long de la vie des étoiles, comme nous nous sommes employé à le faire dans cette thèse.

Nous avons donc estimé l'efficacité du processus de transport manquant durant la phase de sous-géante. Mais qu'en est-il des processus déjà considérés ? Voyons comment nous pouvons évaluer leur efficacité.

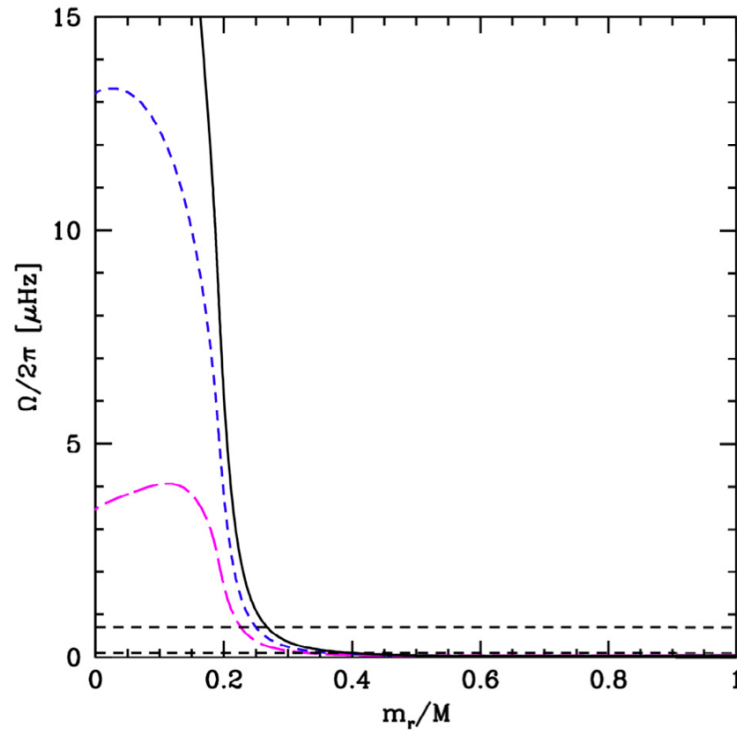


FIGURE 8.5: Profils de rotation de KIC 7341231 avec et sans rotation solide durant la séquence principale. Noir : Modèle nominal. Bleu, tirets courts : Modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0,1$, Magenta, tirets longs : Modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0$. Les lignes en pointillés représentent toujours les contraintes observationnelles de [Deheuvels et al. \(2012\)](#).

8.1.3.3 Efficacité des processus de transport en phase sous-géante

De manière à évaluer l'effet des processus de transport déjà implémentés, nous avons comparé l'évolution du profil de rotation durant la phase sous-géante dans deux cas différents. D'une part, nous avons pris en compte la totalité des processus induits par la rotation, tels que la circulation méridienne et le mélange de cisaillement. D'autre part, nous avons pris en compte uniquement la conservation du moment cinétique. Ainsi, la différence entre les deux cas à la fin de la phase de sous-géante est un indicateur de l'efficacité des processus de transport de moment cinétique.

Nous avons réalisé cela pour le modèle nominal ainsi que pour le modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0,1$. Les profils obtenus sont présentés Figure 8.7. Si prendre en compte les processus de transport de moment cinétique réduit bien le taux de rotation du cœur, cette diminution est extrêmement faible ($1,5 \mu\text{Hz}$ au maximum, à comparer à $\Omega_c = 33 \mu\text{Hz}$, soit une modification de 4.5%). L'évolution du profil de rotation en phase sous-géante est donc totalement dominée par la conservation du moment cinétique dû aux profondes modifications de la structure de l'étoile.

Cette comparaison met en lumière que tout processus de transport additionnel considéré doit être considérablement plus efficace que la circulation méridienne ou le transport visqueux associé à l'instabilité de cisaillement sur des échelles de temps courtes. Plus précisément, pendant la phase sous-géante, ce processus doit être suffisamment efficace pour contre-balancer la

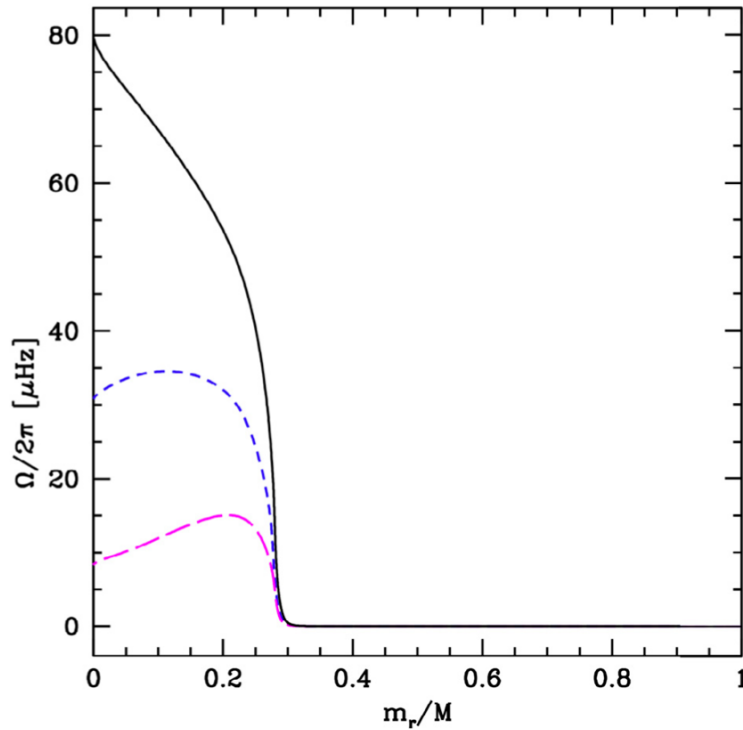


FIGURE 8.6: Profils de rotation de KIC 7341231 lors de la phase géante rouge ($T = 13,40 \cdot 10^9$ ans) avec et sans rotation solide durant la séquence principale. Noir : Modèle nominal. Bleu, tirets courts : Modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0,1$, Magenta, tirets longs : Modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0$. Les lignes en pointillés représentent toujours les contraintes observationnelles de [Deheuvels et al. \(2012\)](#).

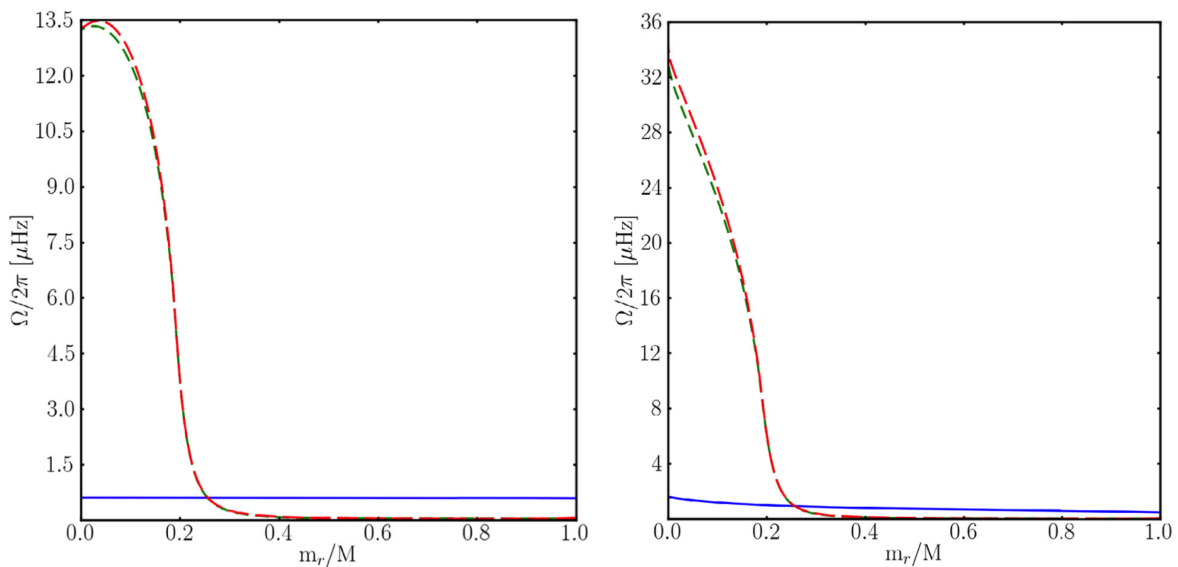


FIGURE 8.7: Profils de rotation de KIC 7341231 avant et après la phase de sous-géante. **Gauche** : Modèle nominal. **Droite** : Modèle avec rotation solide jusqu'à $X_c = 0,1$. Ligne bleue pleine : Fin de la séquence principale. Ligne verte en tirets courts : Fin de la phase de sous-géante en considérant tous les processus de transport de moment cinétique. Ligne rouge en tirets longs : Fin de la phase de sous-géante en ne considérant que la conservation du moment cinétique.

conservation du moment cinétique. Encore une fois, il s'agit là d'une contrainte forte pour les processus envisagés tels que les ondes internes de gravité ou le champ magnétique interne.

L'ensemble de ces résultats montre qu'il est actuellement hors de portée des codes d'évolution stellaire de reproduire les observations sismiques de la rotation interne des géantes rouges. Ce travail s'inscrit dans la continuité de travaux tels que ceux de [Eggenberger et al. \(2012\)](#) et [Marques et al. \(2013\)](#) et montre que cet écart se retrouve pour une géante rouge de faible masse et de faible métallicité (voir également [Palacios et al., 2006](#)). Cette étude montre également combien il est important de suivre la rotation des étoiles tout au long de leur évolution, de manière à mieux comprendre les mécanismes de transport du moment cinétique à l'œuvre dans les intérieurs stellaires.

À l'heure actuelle, de nombreux processus de transport ont été étudiés pour expliquer ce faible taux de rotation différentielle dans les géantes rouges. On peut citer, entre autres, [Fuller et al. \(2014\)](#) qui ont montré que les ondes de gravité internes pouvaient efficacement réduire la rotation différentielle d'étoiles de faibles masses jusqu'à la base de la RGB, [Rüdiger et al. \(2015\)](#) qui ont étudié le transport de moment cinétique induit par les instabilités magnétiques de champs toroïdaux et démontré qu'il peut rendre compte de la rotation uniforme des cœurs radiatifs stellaires ou encore [Belkacem et al. \(2015b,a\)](#) qui ont quantifié le moment cinétique que peuvent extraire les modes mixtes du cœur des étoiles de type solaire évoluées et prouvé que ce processus peut expliquer en partie la faible rotation observée dans les cœurs des étoiles du *red clump* (voir Section 7.1).

Dans le chapitre suivant, nous dresserons les conclusions de cette thèse et nous évoquerons les perspectives que ces travaux peuvent trouver dans l'avenir.

La partie suivante reproduit l'article complet de [Ceillier et al. \(2013\)](#), dans sa version publiée, en anglais.

8.2 Article [Ceillier et al. 2013](#)

A&A 555, A54 (2013)
DOI: 10.1051/0004-6361/201321473
© ESO 2013

**Astronomy
&
Astrophysics**

Understanding angular momentum transport in red giants: the case of KIC 7341231

T. Ceillier¹, P. Eggenberger², R. A. García¹, and S. Mathis¹

¹ Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/DSM/IRFU/SaP – CNRS – Université Paris Diderot, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: tugdual.ceillier@cea.fr

² Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Suisse

Received 14 March 2013 / Accepted 21 May 2013

ABSTRACT

Context. Thanks to recent asteroseismic observations, it has been possible to infer the radial differential rotation profile of subgiants and red giants.

Aims. We want to reproduce the observed rotation profile of the early red giant KIC 7341231 through modeling and constrain the physical mechanisms responsible for angular momentum transport in stellar interiors.

Methods. We computed models of KIC 7341231 including a treatment of shellular rotation, and we compared the rotation profiles obtained with the one derived from observations. We then modify some modeling parameters in order to quantify their effect on the obtained rotation profile. Moreover, we mimicked a powerful angular momentum transport during the main sequence and studied its effect on the evolution of the rotation profile during the subgiant and red giant phases.

Results. We show that meridional circulation and shear mixing alone produce a rotation profile for KIC 7341231 that is too steep compared to the observed one. An additional mechanism is then needed to increase the internal transport of angular momentum. We find that this undetermined mechanism has to be efficient not only during the main sequence but also during the much quicker subgiant phase. Moreover, we point out the importance of studying the whole rotational history of a star to explain its rotation profile during the red giant evolution.

Key words. stars: rotation – stars: oscillations – stars: evolution

1. Introduction

Stellar evolution is a very complex process, still not fully understood. It is driven by many different physical mechanisms, among which rotation is known to be playing a very important part (e.g. Pinsonneault et al. 1990; Eggenberger et al. 2010b; Maeder 2009). The transport of chemical elements and angular momentum by the large-scale meridional circulation and shear mixing, both induced by rotation, can strongly modify the global evolution of a star (Zahn 1992; Maeder & Zahn 1998; Mathis & Zahn 2004). That is why this transport has been included in stellar evolution codes. This implementation follows the shellular rotation hypothesis, which assumes that a strong horizontal turbulent transport in stably stratified stellar radiation zones leads to an angular velocity constant on the isobars that thus depends almost only on the radius (Meynet & Maeder 2000; Decressin et al. 2009). To validate these models, it is now necessary to compare their results to observations.

The first constraints that can be used to evaluate the efficiency of rotational mixing in stars are the surface abundances. The influence of rotation has indeed been studied on the abundances of light elements (e.g. Pinsonneault 2010) and on the evolution of the lithium depletion (e.g. Eggenberger et al. 2012a). That the models including shellular rotation are unable to reproduce lithium abundance in certain cases (Talon & Charbonnel 2003) is a first clue that an additional physical process is at work in the internal layers of low-mass stars (Charbonnel & Talon 2005).

Another way to compare the results of modeling on angular momentum transport with reality is to look directly at observations of rotation in stars. The more straightforward way of doing

so is to study the measurements of surface rotation. Such studies tend to show that young solar-type stars in rapid rotation would demonstrate a solid-body rotation (see for instance Denissenkov et al. 2010), which is a sign of a strong coupling between the core and the envelope, which is not accounted for by meridional circulation and shear mixing alone (Eggenberger et al. 2010a). This is yet another indication that models are missing another transport and mixing process.

One can then go deeper into stars by means of helio- and asteroseismology. The study of stellar oscillations is indeed used to probe their internal layers. As for the Sun, the vast amount of seismological observations have made it possible to derive its rotation profile from the surface to the most inner parts (e.g. Mathur et al. 2008; García et al. 2007; Thompson et al. 1996; Elsworth et al. 1995). The resulting profile is almost flat down to $0.2 R_{\odot}$, while solar models tend to produce a steeper profile (e.g. Turck-Chièze et al. 2010; Pinsonneault et al. 1989), showing once again the need for an additional coupling process.

To this day, two possible mechanisms have been investigated. The first one implies fossil magnetic fields trapped during the early phases of the star evolution (Braithwaite & Spruit 2004; Duez & Mathis 2010). These magnetic fields are able to transport angular momentum thanks to Maxwell stresses, large-scale torques and magnetic instabilities (e.g. Gough & McIntyre 1998; Mathis & Zahn 2005; Garaud & Garaud 2008; Strugarek et al. 2011; Eggenberger et al. 2005). The second one consists of internal gravity waves, excited at the limit between the convective and radiative zones. These waves can indeed transport angular momentum through radiative zones (e.g. Press 1981; Goldreich & Nicholson 1989; Schatzman 1993; Zahn et al. 1997; Talon & Charbonnel 2005; Mathis & de Brye 2012).

CHAPITRE 9

Conclusions et perspectives

Sommaire

9.1 La rotation des étoiles : un point de vue sur l'évolution stellaire	217
9.1.1 Des détections de plus en plus nombreuses et fiables	218
9.1.2 Un diagramme HR rotationnel de plus en plus complet	218
9.1.3 Des mesures pour contraindre la théorie	219
9.2 Les missions d'observation post-Kepler	221
9.2.1 K2	221
9.2.2 TESS	222
9.2.3 PLATO	223

Ce travail de thèse a permis de mieux connaître la rotation de différents types d'étoile, en utilisant différentes techniques et en balayant différents domaines, du développement d'outil de traitement de données jusqu'à la modélisation stellaire.

Réaliser cette thèse dans le contexte de l'astérosismologie, champ en plein développement au sein de la physique stellaire, a permis de bénéficier des avancées formidables issues de la photométrie haute résolution et de l'analyse sismique des étoiles. En nous intéressant principalement à la rotation de surface des étoiles, nous avons apporté un nouvel éclairage sur la dynamique stellaire ainsi que des contraintes complémentaires de celles que donnent les modes d'oscillation.

Dans ce chapitre final, nous verrons tout d'abord comment les résultats de cette thèse ont contribué à élargir la vision que nous avons de l'évolution et de la dynamique stellaire. Puis nous terminerons par évoquer les futurs projets d'observations stellaires et préciser ce que les travaux réalisés durant cette thèse peuvent apporter à ces missions.

9.1 La rotation des étoiles : un point de vue sur l'évolution stellaire

Durant cette thèse, nous nous sommes employés à étudier des étoiles issues d'un ensemble homogène, les étoiles de type solaire, à différentes phases de leur évolution. Cela permet d'obtenir un point de vue relativement global sur la vie de ces objets, proches de notre Soleil.

Dans cette section, nous verrons combien les détections concernant la rotation se sont multipliées et comment le travail présenté ici permet d'améliorer la manière de réaliser ces détections.

Nous détaillerons ensuite comment nous avons contribué à enrichir les connaissances concernant la rotation des étoiles à travers le diagramme HR puis nous mettrons en lumière les contraintes que nos travaux posent pour d'autres domaines de recherche en physique stellaire.

9.1.1 Des détections de plus en plus nombreuses et fiables

Nous l'avons vu, le nombre incroyable d'étoiles observées par le satellite *Kepler* pendant un peu plus de 4 ans a conduit de nombreuses équipes à s'intéresser à la détection de la rotation de surface de ces étoiles. Le nombre d'étoiles pour lesquelles nous avons à présent des mesures de rotation a ainsi explosé, grâce notamment aux travaux de [Nielsen et al. \(2013\)](#) (12 000 détections), [Reinhold et al. \(2013\)](#) (24 000), [McQuillan et al. \(2013a,b, 2014\)](#) (1 570, 740 et 34 000).

Néanmoins, les signaux présents dans les courbes de lumière sont extrêmement nombreux et de natures très différentes, à la fois instrumentaux et stellaires. La bonne connaissance de ces composantes est alors fondamentale pour pouvoir obtenir des résultats fiables. Des outils trop simples, bien qu'intéressants statistiquement, ne permettent pas d'obtenir des résultats solides. Ainsi, le *flicker* développé par [Bastien et al. \(2013\)](#), qui mesure la variabilité de la courbe de lumière à une échelle de temps donnée, mélange selon les types d'étoiles le signal de la granulation, des modes d'oscillation ou même de la rotation.

C'est pour cette raison qu'il était tout particulièrement important de développer une méthode efficace et fiable de détection de la rotation de surface. Une grande partie de cette thèse a été dédiée à cet objectif et le résultat obtenu à partir de l'utilisation de plusieurs techniques connues et des informations venant de l'astérosismologie est à présent reconnu comme le meilleur compromis entre complétude et fiabilité, comme cela a été montré par [Aigrain et al. \(2015\)](#). Ainsi, nos détections sont venues compléter (et parfois confirmer) celles précédemment obtenues, avec un degré de précision accru. En balayant différents échantillons bien définis, elles ont élargi la vision que nous avons de la rotation stellaire.

9.1.2 Un diagramme HR rotationnel de plus en plus complet

C'est grâce à ces échantillon différents que les travaux de cette thèse apportent un éclairage nouveau sur l'évolution stellaire. En commençant par les étoiles de type solaire en séquence principale, nous avons pour la première fois associé la sismologie à la mesure de la rotation de surface pour un grand nombre d'étoiles de type solaire en séquence principale et phase sous-géante ([García et al., 2014a](#)). De plus, nous avons également proposé un outil pratique et robuste pour étudier le taux d'activité des étoiles.

En inscrivant cette méthodologie de mesure de la rotation de surface dans le cadre de la gyrochronologie, nous avons ensuite pu tirer partie de la précision qu'apportent les observations sismiques sur l'âge des étoiles pour étudier finement l'évolution de la rotation des étoiles à planètes ([Ceillier et al., 2015b](#)). En combinant ces nouveaux résultats à ceux obtenus précédemment,

nous avons alors pu apporter des résultats inédits sur la rotation de surface des étoiles âgées (van Saders et al., 2015). De plus, nous avons contribué à une nouvelle approche permettant d'estimer la rotation interne des étoiles en séquence principale en couplant la détection de la rotation de surface avec la mesure de la rotation via la sismologie (Benomar et al., 2015).

Enfin, en nous penchant sur le cas délicat de la mesure de la rotation de surface des géantes rouges, nous avons ouvert un nouveau champ jusqu'alors inexploré. Si les observations spectroscopiques permettaient déjà d'estimer la rotation, les mesures photométriques en sont un bon complément (Tayar et al., 2015). Plus encore, ce type de mesure est applicable à un beaucoup plus grand nombre d'étoiles, ce qui nous a permis d'étudier le plus grand échantillon de géantes rouges *Kepler* et ainsi d'obtenir le plus grand catalogue de périodes de rotation pour ces étoiles (Ceillier et al., 2015a). Ces résultats sont particulièrement précieux pour la communauté de la physique stellaire dans la mesure où ils permettent d'identifier des géantes rouges actives et de quantifier leurs taux de rotation.

À l'heure actuelle, ces travaux ont montré combien étaient importants les transferts de moment cinétique, à la fois à l'intérieur des étoiles avec des profils radiaux relativement plats et à l'extérieur des étoiles avec en particulier le freinage magnétique. Cette meilleure connaissance est un atout pour améliorer la physique stellaire.

9.1.3 Des mesures pour contraindre la théorie

Toutes ces observations de la rotation s'ajoutent aux contraintes sismiques et spectroscopiques pour orienter et contraindre la théorie de la physique et de l'évolution stellaire. Le travail réalisé durant cette thèse a un impact particulièrement clair sur deux domaines : la gyrochronologie et les codes d'évolution stellaire.

9.1.3.1 Les lois de gyrochronologie

Les outils développés durant cette thèse conduisant à obtenir de manière fiable la rotation de surface des étoiles et les analyses sismiques permettant de contraindre fortement les âges de ces étoiles, il est logique d'avoir placé ces résultats dans le contexte de la gyrochronologie.

Les collaborations proches avec le *Space Science Institute*, à Boulder (USA), pour le code AMP et avec la *Ohio State University*, à Columbus (USA), pour le code YREC nous ont permis d'apporter directement notre contribution à ce domaine empirique. Pour la première fois, les relations âge-période-masse ont pu être contraintes pour des étoiles d'âges supérieurs à celui du Soleil (van Saders et al., 2015). Cela a conduit à mettre en valeur leurs limites et à proposer un paramètre de contrôle de l'efficacité du freinage magnétique.

Il est important que ces travaux soient poursuivis à l'avenir car la gyrochronologie est un domaine très prometteur et il est de plus en plus possible de comparer ses prédictions à des observations. En cela, la "Gyrosismochronologie" introduite par Ceillier et al. (2015b) sera très probablement un outil-clé.

9.1.3.2 Les codes d'évolution stellaire

Un autre outil primordial dans l'étude des étoiles est la modélisation stellaire, et plus particulièrement les codes d'évolution stellaire. La comparaison permanente entre les prédictions de ces codes et les observations est le moteur de l'amélioration de notre connaissance de la physique intime des étoiles. Ce sont les écart entre les prédictions de ces modèles et les mesures physiques réelles qui orientent et motivent les développements théoriques qui nourrissent à leur tour la modélisation.

Durant cette thèse, nous avons contribué à identifier les manques actuels de ces codes concernant la rotation interne des étoiles (Ceillier et al., 2013). Nous avons également contribué à mesurer l'efficacité que devront avoir les nouveaux processus de transport de moment cinétique envisagés, en particulier lors de la phase très rapide de sous-géante. Ces travaux s'articulent logiquement avec l'étude de Benomar et al. (2015) qui montre que les étoiles en séquence principale ont, tout comme le Soleil, un faible taux de rotation différentielle radiale.

Il est possible de continuer dans cette voie, en particulier en prenant simultanément en compte les résultats des codes de modélisation stellaire 3D.

9.1.3.3 Vers une rotation différentielle latitudinale observable

Ces codes dynamiques ont le grand intérêt de pouvoir reproduire les phénomènes ayant des échelles de temps caractéristiques courtes, tels que l'émergence des tubes de flux ou les cycles d'activité. On voit combien ces processus sont liés aux mesures de rotation effectuées durant cette thèse.

De plus, il apparaît dans ces modèles que le nombre de Rossby joue un rôle primordial dans le contrôle du type de rotation différentielle radiale de l'étoile (voir Do Cao, 2013; Matt et al., 2011). Or, ce même nombre de Rossby a été mis en relation lors de cette thèse avec l'efficacité du freinage magnétique (Matt et al., 2012; Réville et al., 2015). Enfin, ce paramètre est lié d'une part à la rotation de l'étoile et d'autre part à la convection et donc à la granulation, qui a un impact direct sur le spectre de puissance stellaire.

Dans la suite des travaux de cette thèse, il serait ainsi très intéressant de comparer les estimations qu'il est possible de faire du nombre de Rossby à partir des observables (sismiques, photométriques, spectroscopiques) et les valeurs prédites par la modélisation. Cela pourrait mener à une détermination observationnelle du type de rotation de l'étoile (solaire, anti-solaire ou de type Jupiter, voir Matt et al. 2011 et Gastine et al. 2014), ce qui reste pour l'instant délicat malgré certaines tentatives (Reinhold & Arlt, 2015).

L'ensemble des travaux de cette thèse s'inscrit dans le contexte des observations du satellite *Kepler*. Voyons à présent comment ils peuvent contribuer à l'études des données issues des missions d'observations stellaires qui prennent la suite de *Kepler*.

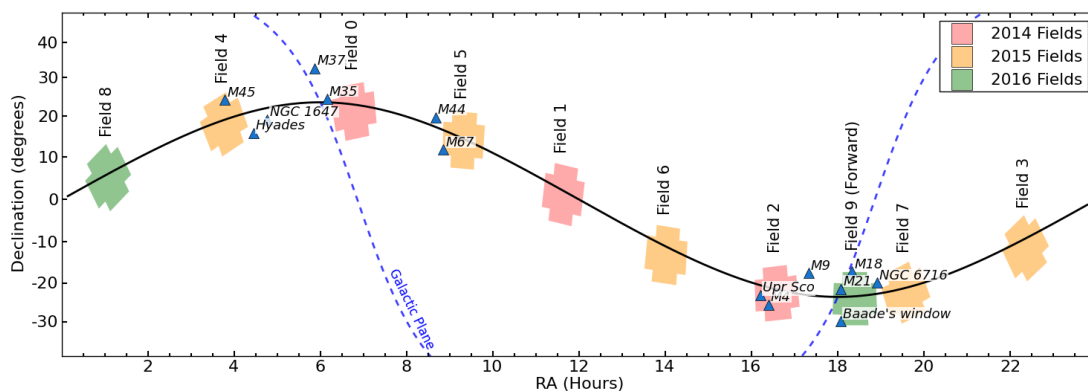


FIGURE 9.1: Champs d'observation de la mission K2 pour 2014, 2015 et 2016.

9.2 Les missions d'observation post-Kepler

Les satellites CoRoT et *Kepler* ont marqué l'explosion des observations photométriques stellaires. Ils ont à présent tout deux terminé leurs missions nominales, nous laissant avec des archives énormes encore à défricher. Cependant, d'autres missions prennent le relais et fournissent ou vont fournir de nouvelles données. Nous allons voir ce que les travaux de cette thèse peuvent fournir dans le cas de trois missions : K2 (le nouveau mode d'acquisition du satellite *Kepler*), TESS et PLATO.

9.2.1 K2

Après la perte d'une deuxième roue d'inertie en 2013, le satellite *Kepler* n'a pas pu continuer à observer le même champ que lors de sa mission nominale. Il a alors été décidé de modifier le comportement du satellite et de le faire observer successivement différentes régions du ciel situées dans le plan de l'écliptique. C'est la mission K2, pour *Kepler 2.0* (Howell et al., 2014). Si les données recueillies sont de qualité moindre que celles de la mission nominale, ce mode de fonctionnement a l'énorme avantage de fournir des données pour des parties diverses de la Voie Lactée, dont un certain nombre d'amas de référence. On peut voir certains champs d'observation de K2 sur la Figure 9.1.

Du point de vue de la dynamique stellaire, ce mode d'acquisition va permettre d'évaluer si les étoiles de différentes régions ont des comportements rotationnels différents. Ainsi, la méthodologie développée ici pourra être utilisée sur ces données pour contribuer à répondre à cette interrogation, en particulier dans le cadre de la gyrochronologie en tirant partie des amas observés. La validation de cette méthodologie sur des données *Kepler* est d'ailleurs un bon signe concernant la validité des résultats qui seront obtenus avec les données K2. La principale limitation (outre le bruit instrumental plus important) est la durée des observations puisque celle-ci est limitée à 80 jours maximum. Cela restreint les détections possibles à des périodes

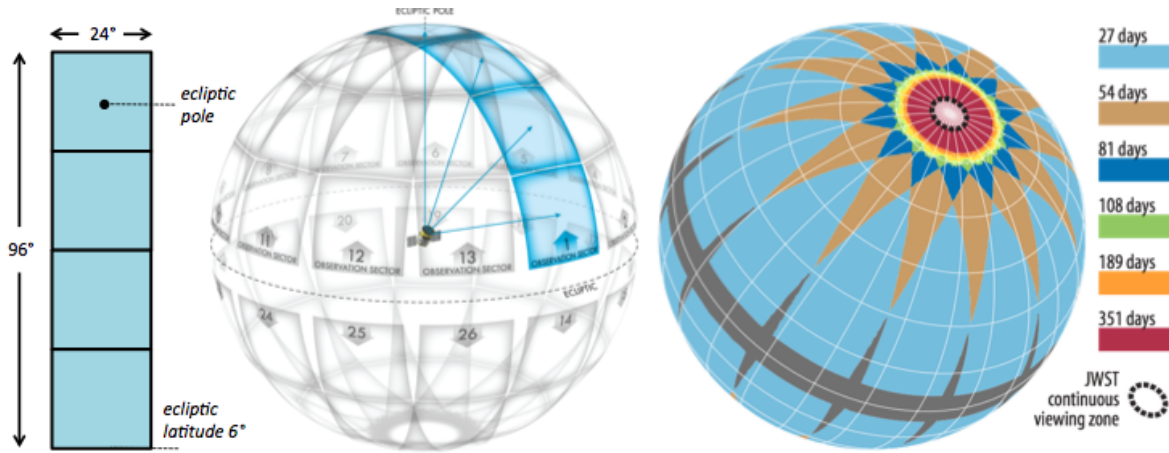


FIGURE 9.2: Champs d'observation du satellite TESS.

inférieures à environ 30 jours, ce qui laisse néanmoins la possibilité de mesurer la rotation d'un grand nombre d'étoiles, dont les étoiles de type solaire en séquence principale.

9.2.2 TESS

TESS, pour *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (Ricker et al., 2014), est un satellite de la NASA qui sera lancé en août 2017 et qui est dédié principalement à la recherche d'exoplanètes par la méthode des transits. Il réalisera donc des observations photométriques similaires à celles de *Kepler*, sur lesquelles les mêmes études pourront être faites. Les étoiles observées seront les étoiles les plus brillantes du ciel et donc les plus proches du Soleil. La particularité de TESS est qu'il observera la totalité du ciel, en effectuant une rotation de son champ de vue tous les 27 jours. Il couvrira ainsi l'ensemble du ciel en deux ans. Les champs d'observation de TESS sont visibles sur la Figure 9.2. On peut remarquer que les régions polaires seront observées de manière continue durant un an du fait de la superposition des champs d'observation successifs.

Les possibilités de mesure de la rotation pour TESS sont multiples. D'une part, sa couverture totale du ciel permettra d'évaluer les taux de rotation d'étoiles sans être contraint par un champ précis. Encore une fois, cela permettra d'étudier le comportement rotationnel d'une région de la galaxie, celle du voisinage solaire. Malheureusement, le temps d'observation de chaque champ, 27 jours, ne permettra pas de mesurer des périodes de rotation supérieures à 10 jours, ce qui limite la gamme d'étoiles pour lesquelles ces mesures seront possibles. Toutefois, du fait du recouvrement de ces champs, certaines régions du ciel seront observées bien plus longtemps et il sera alors possible d'élargir le nombre de détection pour ces régions, en particulier pour les pôles. Ainsi, il sera passionnant de voir si les géantes rouges de ces régions et proches du Soleil ont également des rotations observables.

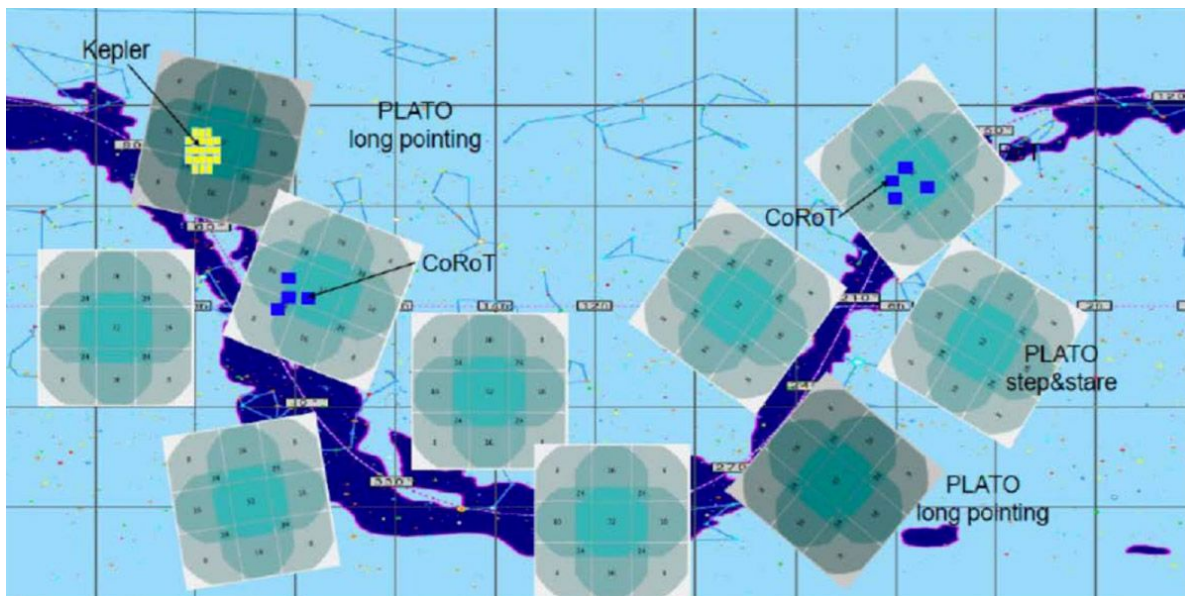


FIGURE 9.3: Champs d'observation du satellite PLATO.

9.2.3 PLATO

Enfin, plus loin dans le futur, la communauté de la physique stellaire pourra compter sur les observations du satellite PLATO, pour *PLANetary Transits and Oscillations of stars* (Rauer et al., 2014). Ce satellite de l'Agence spatiale européenne (ESA), dont le lancement est prévu pour 2024, a pour but d'identifier les planètes en zone habitable en orbite autour d'étoiles similaires à notre Soleil. Les études astérosismiques sont ainsi un pan fondamental de sa mission, de manière à caractériser précisément les étoiles observées. Là encore, les données récoltées seront proches dans leur forme de celles de CoRoT ou *Kepler*, bien que de meilleure qualité. PLATO aura deux phases d'observations. Dans un premier temps, il observera deux régions du ciel riches en étoiles de type solaire (naines). Ces observations dureront 2 ans pour chaque région, ce sont les pointages longs (ou *long pointings*). Dans un deuxième temps, il observera diverses régions du ciel pendant quelques mois à chaque fois, c'est l'étape dite de *step and stare*. Les champs d'observation prévus sont visibles sur la Figure 9.3

La résolution et le niveau de bruit de PLATO étant bien meilleurs que ceux des missions précédentes, les données récoltées permettront de récolter un très grand nombre d'informations sur de très nombreuses étoiles, de régions variées de la Galaxie. Les durées d'observation étant longues, l'étude de la rotation stellaire sur ces champs sera riche et permettra de contraindre non seulement la physique stellaire mais également, dans une certaine mesure, la physique galactique et en particulier l'étude des différentes populations stellaires. De plus, le Service d'Astrophysique du CEA étant très impliqué dans le développement de ce satellite, la méthodologie d'extraction de la rotation de surface développée durant cette thèse sera incluse dans les procédures de traitement des données PLATO. La rotation de surface ainsi obtenue fera alors partie de l'ensemble des paramètres stellaires mis à disposition par l'ESA.

D'une manière générale, l'étude de la rotation (interne et de surface) des étoiles doit être continuée et améliorée, de manière à contraindre la théorie du transport de moment cinétique dans les étoiles et, plus généralement, la physique stellaire. Alors que sont progressivement implémentés dans les codes d'évolution stellaire des processus comme les ondes de gravité (Fuller et al., 2014) et gravito-inertielles (Mathis, 2009), la circulation thermohaline (Lagarde et al., 2012), les modes mixtes (Belkacem et al., 2015b,a) ou encore les champs magnétiques internes (Rüdiger et al., 2015), seules des observations précises de la structure et de la dynamique des étoiles permettront de les évaluer et de les valider. Les missions futures telles que TESS et surtout PLATO promettent de fournir encore de très beaux résultats dans ces domaines et il sera primordial de développer des techniques de traitement efficaces des données qu'elles recueilleront.

ANNEXE A

Liste des publications

Sommaire

A.1 Publications premier auteur	225
A.2 Publications à contribution majeure	226
A.3 Autres publications	227

Cette annexe présente la liste complète des publications dont je suis co-auteur. Si la distinction entre les publications premier auteur et les autres est évidente, celle entre “contributions majeures” et “autres” est directement liée à la quantité de travail fourni.

A.1 Publications premier auteur

• Publications à comité de lecture

1. Attempts to reproduce the rotation profile of the red giant KIC 7341231 observed by Kepler (Ceillier et al., 2012)
Astronomische Nachrichten, Volume 333, p.971
2. Understanding angular momentum transport in red giants : the case of KIC 7341231 (Ceillier et al., 2013)
Astronomy & Astrophysics, Volume 555, A54
3. Gyroseismochronology of KOIs : do planets break the clock? (Ceillier et al., 2015b)
Soumis à MNRAS
4. Surface rotation of Kepler red giants stars (Ceillier et al., 2015a)
En préparation

• Autres publications

1. HD 49933 : A laboratory for magnetic activity cycles (Ceillier et al., 2011)
Proceedings of the second CoRoT symposium
2. Extracting surface rotation periods of solar-like Kepler targets (Ceillier et al., 2014a)
Proceedings of the CoRoT3-KASC7 Conference
3. Surface rotation of solar-like oscillating stars (Ceillier et al., 2014b)
Actes de la SF2A 2014, p.467

A.2 Publications à contribution majeure

- Publications à comité de lecture

1. Magnetic activity of F stars observed by Kepler ([Mathur, García, Ballot, Ceillier, Salabert, Metcalfe, Régulo, Jiménez, & Bloemen, 2014b](#))
Astronomy & Astrophysics, Volume 562, A124
2. Photometric magnetic-activity metrics tested with the Sun : application to Kepler M dwarfs ([Mathur, Salabert, García, & Ceillier, 2014c](#))
Journal of Space Weather and Space Climate, Volume 4, A15
3. Rotation and magnetism of Kepler pulsating solar-like stars : Towards asteroseismically calibrated age-rotation relations ([García, Ceillier, Salabert, Mathur, van Saders, Pinsonneault, Ballot, Beck, Bloemen, Campante, Davies, do Nascimento Jr., Mathis, Metcalfe, Nielsen, Suárez, Chaplin, Jiménez, & Karoff, 2014a](#))
Astronomy & Astrophysics, Volume 572, A34
4. Testing the recovery of stellar rotation signals from Kepler light curves using a blind hare-and-hounds exercise ([Aigrain, Llama, Ceillier, Chagas, Davenport, Garcia, Hay, Lanza, McQuillan, Mazeh, de Medeiros, Nielsen, & Reinhold, 2015](#))
Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, Volume 450, p.3211
5. Rapid Rotation of Low-Mass Red Giants Using APOKASC : A Measure of Interaction Rates on the Post-main-sequence ([Tayar, Ceillier, García-Hernández, Troup, Mathur, García, Zamora, Johnson, Pinsonneault, Mészáros, Prieto, Chaplin, Elsworth, Hekker, Nidever, Salabert, Schneider, Serenelli, Shetrone, & Stello, 2015](#))
The Astrophysical Journal, Volume 807, p.82
6. Nearly-uniform internal rotation of solar-like main-sequence stars revealed by space-based asteroseismology and spectroscopic measurements ([Benomar, Takata, Shibahashi, Ceillier, & García, 2015](#))
Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, accepté
7. Faulty Clocks and Failing Fields : Anomalous Stellar Rotation in Old Field Stars ([van Saders, Ceillier, Metcalfe, Silva Aguirre, Pinsonneault, Garcia, Mathur, & Davies, 2015](#))
Soumis à Nature

- Autres publications

1. Fast Rotating Solar-like Stars Using Asteroseismic Datasets ([García et al., 2012](#))
ASP Conference Proceedings, Volume 462, p.133
2. Measuring Reliable Surface Rotation Rates from *Kepler* Photometric Observations ([García et al., 2013](#))
ASP Conference Proceedings, Volume 479, p.129
3. Investigating magnetic activity of F stars with the Kepler mission ([Mathur et al., 2014a](#))
Proceedings of the IAU Symposium 2014, Volume 302, p222

A.3 Autres publications

- Publications à comité de lecture

1. Study of KIC 8561221 observed by Kepler : an early red giant showing depressed dipolar modes ([García et al., 2014c](#))
Astronomy & Astrophysics, Volume 563, A84
2. Seismic constraints on the radial dependence of the internal rotation profiles of six Kepler subgiants and young red giants ([Deheuvels et al., 2014](#))
Astronomy & Astrophysics, Volume 564, A27
3. Impact on asteroseismic analyses of regular gaps in Kepler data ([García et al., 2014b](#))
Astronomy & Astrophysics, Volume 568, A10
4. Rotation Periods and Ages of Solar Analogs and Solar Twins Revealed by the Kepler Mission ([do Nascimento Jr. et al., 2014](#))
Astrophysical Journal, Letters, Volume 790, L23
5. Asteroseismic inference on rotation, gyrochronology and planetary system dynamics of 16 Cygni ([Davies et al., 2014](#))
Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, Volume 446, p.2959
6. Young α -enriched giant stars in the solar neighbourhood ([Martig et al., 2015](#))
Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, Volume 451, p.2230
7. KADACS : an automated software to calibrate *Kepler* data for asteroseismology ([Mathur et al., 2015](#))
En préparation

Bibliographie

- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. W. 2009, *Asteroseismology*, Astronomy and Astrophysics Library (Springer)
- Aerts, C., De Cat, P., Cuypers, J., et al. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 329, 137
- Ahn, C. P., Alexandroff, R., Allende Prieto, C., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 17
- Aigrain, S., Llama, J., Ceillier, T., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 3211
- Aigrain, S., Pont, F., & Zucker, S. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 3147
- Alecian, G., Lebreton, Y., O., R., & Vauclair, G. 2013, *New advances in stellar physics : from microscopic to macroscopic processes* (EDP Sciences)
- Alvan, L. 2014, PhD thesis, École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France - Université Paris Diderot
- Alvan, L., Brun, A. S., & Mathis, S. 2014a, *Astronomy and Astrophysics*, 565, A42
- Alvan, L., Mathis, S., & Decressin, T. 2014b, in *IAU Symposium*, Vol. 301, *IAU Symposium*, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 377–378
- Ammons, S. M., Robinson, S. E., Strader, J., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 638, 1004
- An, D., Terndrup, D. M., & Pinsonneault, M. H. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 1640
- André, P. 1994, in *The Cold Universe*, ed. T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, & J. Tran Thanh Van, 179
- Angus, R., Aigrain, S., Foreman-Mackey, D., & McQuillan, A. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 1787
- Appourchaux, T., Belkacem, K., Broomhall, A.-M., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 18, 197
- Appourchaux, T., Chaplin, W. J., García, R. A., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 543, A54
- Appourchaux, T., Michel, E., Auvergne, M., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 488, 705
- Atkinson, R. & Houtermans, F. 1929, *Zeitschrift für Physik*, 54, 656

- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in COSPAR, Plenary Meeting, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 3749
- Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., & Wasserburg, G. J. 1995, *Reviews of Modern Physics*, 67, 781
- Ballot, J. 2004, Thesis, École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France - Université Paris-Sud XI - UFR de Sciences d'Orsay
- Ballot, J., Appourchaux, T., Toutain, T., & Guittet, M. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 486, 867
- Ballot, J., García, R. A., Lambert, P., & Garcia, R. A. 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 369, 1281
- Balona, L. A., Cunha, M. S., Gruberbauer, M., et al. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 413, 2651
- Barban, C., Deheuvels, S., Baudin, F., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 51
- Barker, A. J. & Ogilvie, G. I. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 2268
- Barnes, S. A. 2003, *Astrophysical Journal*, 586, 464
- Barnes, S. A. 2007, *Astrophysical Journal*, 669, 1167
- Barnes, S. A. 2010, *Astrophysical Journal*, 722, 222
- Barnes, S. A. & Kim, Y.-C. 2010, *Astrophysical Journal*, 721, 675
- Basri, G., Walkowicz, L. M., Batalha, N., et al. 2011, *Astronomical Journal*, 141, 20
- Bastien, F. A., Stassun, K. G., Basri, G., & Pepper, J. 2013, *Nature*, 500, 427
- Beck, P. G., Bedding, T. R., Mosser, B., et al. 2011, *Science*, 332, 205
- Beck, P. G., Montalbán, J., Kallinger, T., et al. 2012, *Nature*, 481, 55
- Bedding, T. R. 2014, *Solar-like oscillations : An observational perspective*, ed. P. L. Pallé & C. Esteban, 60
- Bedding, T. R. T. R., Mosser, B., Huber, D., et al. 2011, *Nature*, 471, 608
- Beichman, C. A., Chester, T. J., Skrutskie, M., Low, F. J., & Gillett, F. 1998, *Publications of the ASP*, 110, 480
- Belkacem, K. 2011, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 832, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. J.-P. Rozelot & C. Neiner, 139
- Belkacem, K., Goupil, M. J., Dupret, M. A., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 530, A142
- Belkacem, K., Marques, J. P., Goupil, M. J., et al. 2015a, *Astronomy & Astrophysics*, 579, A31

- Belkacem, K., Marques, J. P., Goupil, M. J., et al. 2015b, *Astronomy & Astrophysics*, 579, A30
- Belkacem, K. & Samadi, R. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 865, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green, 179
- Belkacem, K., Samadi, R., Mosser, B., Goupil, M.-J., & Ludwig, H.-G. 2013, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 479, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. H. Shibahashi & A. E. Lynas-Gray, 61
- Benomar, O., Appourchaux, T., & Baudin, F. 2009a, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 15
- Benomar, O., Baudin, F., Campante, T. L. L., et al. 2009b, *Astronomy and Astrophysics*, 507, L13
- Benomar, O., Belkacem, K., Bedding, T. R., et al. 2014a, *Astrophysical Journal, Letters*, 781, L29
- Benomar, O., Masuda, K., Shibahashi, H., & Suto, Y. 2014b, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 66, 94
- Benomar, O., Takata, M., Shibahashi, H., Ceillier, T., & García, R. A. 2015, *MNRAS*
- Boesgaard, A. M. & Tripicco, M. J. 1986, *Astrophysical Journal, Letters*, 302, L49
- Böhm-Vitense, E. 2007, *Astrophysical Journal*, 657, 486
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 544, A124
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
- Bradley, P. A., Guzik, J. A., Miles, L. F., et al. 2015, *Astronomical Journal*, 149, 68
- Braithwaite, J. & Spruit, H. C. 2004, *Nature*, 431, 819
- Brown, T. M. 1985, *Nature*, 317, 591
- Brown, T. M. 2014, *The Astrophysical Journal*, 789, 101
- Brown, T. M., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Ramsey, L. W. 1991, *Astrophysical Journal*, 368, 599
- Bruevich, E. A., Bruevich, V. V., & Yakunina, G. V. 2014, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 35, 1
- Brun, A. S. 2006, *EAS Publications Series*, 21, 181
- Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, *Astrophysical Journal*, 614, 1073
- Bruntt, H. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 235
- Bruntt, H., Basu, S., Smalley, B., et al. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 423, 122
- Cardini, D. & Cassatella, A. 2007, *Astrophysical Journal*, 666, 393

- Carlberg, J. K., Cunha, K., Smith, V. V., & Majewski, S. R. 2012, *Astrophysical Journal*, 757, 109
- Carlberg, J. K., Majewski, S. R., Patterson, R. J., et al. 2011, *Astrophysical Journal*, 732, 39
- Carney, B. W., Gray, D. F., Yong, D., et al. 2008, *The Astronomical Journal*, 135, 892
- Carrier, F., Bouchy, F., & Eggenberger, P. 2003, *Asteroseismology on solar-type stars, the right tool to understand stellar interiors*, ed. S. G. Pandalaï, 219–244
- Casagrande, L., Ramírez, I., Meléndez, J., Bessell, M., & Asplund, M. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 512, A54
- Ceillier, T., Ballot, J., Garcia, R. A., et al. 2011, in *Proceedings of the second CoRoT symposium*, 2
- Ceillier, T., Eggenberger, P., García, R. A., & Mathis, S. 2012, *Astronomische Nachrichten*, 333, 971
- Ceillier, T., Eggenberger, P., García, R. A., & Mathis, S. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 555, A54
- Ceillier, T., Garcia, R. A., Salabert, D., & Mathur, S. 2014a, *Proceedings of the CoRoT3-KASC7 Conference*
- Ceillier, T., García, R. A., Salabert, D., & Mathur, S. 2014b, in *SF2A-2014 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, & C. Reylé, 467–469
- Ceillier, T., Tayar, J., Salabert, D., et al. 2015a, en préparation
- Ceillier, T., van Saders, J. L., García, R. A., et al. 2015b, *Monthly Notices of the RAS*, submitted
- Chanamé, J. & Ramírez, I. 2012, *Astrophysical Journal*, 746, 102
- Chaplin, W. J., Basu, S., Huber, D., et al. 2014, *Astrophysical Journal, Supplement*, 210, 1
- Chaplin, W. J., Bedding, T. R., Bonanno, A., et al. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 732, L5
- Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Howe, R., et al. 1996, *Solar Physics*, 168, 1
- Chaplin, W. J., Sanchis-Ojeda, R., Campante, T. L., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 766, 101
- Charbonneau, P. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2
- Charbonneau, P. 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 3
- Charbonnel, C., Decressin, T., Amard, L., Palacios, A., & Talon, S. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 554, A40
- Charbonnel, C. & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189

- Chitre, S. M., Christensen-Dalsgaard, J., & Thompson, M. J. 1998, in ESA Special Publication, Vol. 418, Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars, ed. S. Korzenik, 141
- Christensen-Dalsgaard, J. 1984, in Space Research in Stellar Activity and Variability, ed. A. Mangeney & F. Praderie, 11
- Christensen-Dalsgaard, J. 2008a, *Astrophysics and Space Science*, 316, 13
- Christensen-Dalsgaard, J., Dappen, W., Ajukov, S. V., et al. 1996, *Science*, 272, 1286
- Christensen-Dalsgaard, J., Duvall Jr., T. L., Gough, D. O., Harvey, J. W., & Rhodes Jr., E. J. 1985, *Nature*, 315, 378
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O., & Thompson, M. J. 1991, *The Astrophysical Journal*, 378, 413
- Christensen-Dalsgaard, J. r. 2003, *Lecture Notes on Stellar Oscillations*, fifth edition, 265
- Christensen-Dalsgaard, J. r. 2008b, *Astrophysics and Space Science*, 316, 113
- Claverie, A., Isaak, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B., & Cortes, T. R. 1979, *Nature*, 282, 591
- Clayton, D. D. 1968, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*
- Cohen, O., Drake, J. J., Kashyap, V. L., & Gombosi, T. I. 2009, *The Astrophysical Journal*, 699, 1501
- Correia, A. C. M., Boué, G., & Laskar, J. 2012, *The Astrophysical Journal*, 744, L23
- Cousins, A. W. J., Caldwell, J. A. R., & Menzies, J. W. 1989, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3412, 1
- Couvidat, S., García, R. A., Turck-Chièze, S., et al. 2003a, *Astrophysical Journal, Letters*, 597, L77
- Couvidat, S., Turck-Chièze, S., & Kosovichev, A. G. G. 2003b, *Astrophysical Journal*, 599, 1434
- Covington, A. E. 1969, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 63, 125
- Cowling, T. G. & Newing, R. A. 1949, *The Astrophysical Journal*, 109, 149
- Croll, B., Walker, G. A. H., Kuschnig, R., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 648, 607
- Damiani, C. & Lanza, A. F. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 574, A39
- Davies, G., Silva Aguirre, V., Bedding, T., et al. 2015, en préparation
- Davies, G. R., Chaplin, W. J., Farr, W. M., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 2959
- Davis Jr., R. 1993, in *Frontiers of Neutrino Astrophysics*, ed. Y. Suzuki & K. Nakamura, 47–60

- De Ridder, J., Barban, C., Baudin, F., et al. 2009, *Nature*, 459, 398
- Decressin, T., Mathis, S., Palacios, A., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 495, 271
- Deheuvels, S., Ballot, J., Beck, P. G., et al. 2015, ArXiv e-prints
- Deheuvels, S., Bruntt, H., Michel, E., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 515, A87
- Deheuvels, S., Doğan, G., Goupil, M. J., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 564, A27
- Deheuvels, S., García, R. A., Chaplin, W. J., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 19
- Deheuvels, S. & Michel, E. 2010, *Astronomische Nachrichten*, 331, 929
- Do Cao, O.-L. 2013, PhD thesis, Université Paris-Diderot
- do Nascimento Jr., J.-D., García, R. A., Mathur, S., et al. 2014, *Astrophysical Journal, Letters*, 790, L23
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Solar Physics*, 162, 1
- Duez, V. & Mathis, S. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 517, A58
- Durney, B. 1972, *NASA Special Publication*, 308, 282
- Durney, B. R. & Latour, J. 1977, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 9, 241
- Dziembowski, W. A. & Goode, P. R. 1992, *Astrophysical Journal*, 394, 670
- Eddington, A. S. 1926, *The Internal Constitution of the Stars*, ed. Eddington, A. S.
- Eff-Darwich, A. & Korzennik, S. G. 2013, *Solar Physics*, 287, 43
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 519, L2
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A., et al. 2008, *Astrophysics and Space Science*, 316, 43
- Eggenberger, P., Montalbán, J., & Miglio, A. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 544, L4
- Elsworth, Y. P. & Thompson, M. J. 2004, *Astronomy and Geophysics*, 45, 50000
- Epstein, C. R. & Pinsonneault, M. H. 2014, *Astrophysical Journal*, 780, 159
- Ferraz-Mello, S., Tadeu dos Santos, M., Folonier, H., et al. 2015, ArXiv e-prints
- Frandsen, S., Jones, A., Kjeldsen, H., et al. 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 301, 123
- Fröhlich, C., Romero, J., Roth, H., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 101
- Fröhlich, H.-E. E., Frasca, A., Catanzaro, G., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 543, A146
- Fuller, J., Cantiello, M., Stello, D., García, R. A., & Bildsten, L. 2015, soumis à *Nature*
- Fuller, J., Lecoanet, D., Cantiello, M., & Brown, B. 2014, *Astrophysical Journal*, 796, 17
- Gabriel, A. H., Baudin, F., Boumier, P., et al. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 390, 1119

- Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 61
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A36
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 577, A98
- García, R. A., Régulo, C., Samadi, R., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 41
- García, R. A., Ballot, J., Eff-Darwich, A., et al. 2010a, ArXiv e-prints
- García, R. A., Ceillier, T., Campante, T. L., et al. 2012, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 462, *Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, ed. H. Shibahashi, M. Takata, & A. E. Lynas-Gray, 133
- García, R. A., Ceillier, T., Mathur, S., & Salabert, D. 2013, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 479, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. H. Shibahashi & A. E. Lynas-Gray, 129
- García, R. A., Ceillier, T., Salabert, D., et al. 2014a, *Astronomy & Astrophysics*, 572, A34
- García, R. A., Hekker, S., Stello, D., et al. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 414, L6
- García, R. A., Mathur, S., & Ballot, J. 2008, *Solar Physics*, 251, 135
- García, R. A., Mathur, S., Pires, S., et al. 2014b, *Astronomy and Astrophysics*, 568, A10
- García, R. A., Mathur, S., Salabert, D., et al. 2010b, *Science*, 329, 1032
- García, R. A., Pallé, P. L., Turck-Chièze, S., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, L51
- García, R. A., Pérez Hernández, F., Benomar, O., et al. 2014c, *Astronomy and Astrophysics*, 563, A84
- García, R. A. & Stello, D. 2015, in *Extraterrestrial Seismology*, ed. V. C. H. Tong (Cambridge University Press)
- García, R. A., Turck-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S. J., et al. 2007, *Science*, 316, 1591
- Gastine, T., Yadav, R. K., Morin, J., Reiners, A., & Wicht, J. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 438, L76
- Gilmore, G., Randich, S., Asplund, M., et al. 2012, *The Messenger*, 147, 25
- Gizon, L., Ballot, J., Michel, E., et al. 2013, *Proceedings of the National Academy of Science*, 110, 13267
- Goldreich, P., Murray, N., & Kumar, P. 1994, *Astrophysical Journal*, 424, 466
- Gondoin, P., Fridlund, M., Gandolfi, D., & Günter, E. 2010, in *IAU Symposium*, Vol. 264, *IAU Symposium*, ed. A. G. Kosovichev, A. H. Andrei, & J.-P. Roelot, 60–62
- Gonzalez, G. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 3227

- Goode, P. R. P. R. & Thompson, M. J. M. J. 1992, *The Astrophysical Journal*, 395, 307
- Goodricke, J. 1783, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 73, 474
- Gough, D. & McIntyre, M. 1998, *Nature*, 394, 755
- Gough, D. O. 1985, in *ESA Special Publication, Vol. 235, ESA SP-235 : Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics*, ed. E. Rolfe & B. Battrock, 183–197
- Gould, A., Udalski, A., An, D., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 644, L37
- Goupillaud, P., Grossmann, A., & Morlet, J. 1984, *Geoexploration*, 23, 85
- Greco, G., Fossat, E., & Pomerantz, M. 1980, *Nature*, 288, 541
- Greco, G., Fossat, E., & Pomerantz, M. A. 1983, *Solar Physics*, 82, 55
- Griffin, R. F. 2007, *The Observatory*, 127, 313
- Gruber, D., Saio, H., Kuschnig, R., et al. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 420, 291
- Grundahl, F., Arentoft, T., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 118, 12041
- Guenther, D. B., Kallinger, T., Reegen, P., et al. 2007, *Communications in Asteroseismology*, 151, 5
- Haas, M. R., Batalha, N. M., Bryson, S. T., et al. 2010, *Astrophysical Journal, Letters*, 713, L115
- Handberg, R. & Campante, T. L. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A56
- Hartman, J. D., Bakos, G. A., Kovács, G., & Noyes, R. W. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 475
- Hartman, J. D., Gaudi, B. S., Pinsonneault, M. H., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 691, 342
- Harvey, J. W., Hill, F., Hubbard, R. P., et al. 1996, *Science*, 272, 1284
- Hekker, S., Broomhall, A.-M., Chaplin, W. J., et al. 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 402, 2049
- Herbig, G. H. 1965, *Astrophysical Journal*, 141, 588
- Holdschneider, M., Kronland-Martinet, R., Morlet, J., & Tchamitchian, P. 1989, in *Wavelets*, ed. J. M. Combes (Springer-Verlag Berlin), 286–297
- Holtzman, J. A., Shetrone, M., Johnson, J. A., et al. 2015, *soumis à Astronomical Journal*, 29
- Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 398
- Huber, D., Aguirre, V. S., Matthews, J. M., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 2
- Huber, D., Bedding, T. R., Stello, D., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 143

- Huber, D., Chaplin, W. J., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 767, 127
- Hümmerich, S. & Bernhard, K. 2012, *Open European Journal on Variable Stars*, 149, 1
- Hut, P. 1980, *Astronomy & Astrophysics*, 92, 167
- Hut, P. 1981, *Astronomy & Astrophysics*, 99, 126
- Jenkins, J. M., Caldwell, D. A., Chandrasekaran, H., et al. 2010, *Astrophysical Journal, Letters*, 713, L120
- Jones, P. W., Hansen, C. J., Pesnell, W. D., & Kawaler, S. D. 1989, *Astrophysical Journal*, 336, 403
- Jurcsik, J., Sodor, A., & Hajdu, G. 2009, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5881, 1
- Kallinger, T., Weiss, W. W., Barban, C., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 509, A77
- Kawaler, S. D. 1988, *Astrophysical Journal*, 333, 236
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. 2012, *Stellar Structure and Evolution*
- Kitchatinov, L. L. & Rüdiger, G. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 496
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 293, 87
- Kjeldsen, H., Bedding, T. R., & Christensen-Dalsgaard, J. 2008, *Astrophysical Journal, Letters*, 683, L175
- Kjeldsen, H., Bedding, T. R., Viskum, M., & Frandsen, S. 1995, *Astronomical Journal*, 109, 1313
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *Astrophysical Journal, Letters*, 713, L79
- Kovacs, G., Hartman, J. D., Bakos, G. A., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 2081
- Kraft, R. P. 1967, *The Astrophysical Journal*, 150, 551
- Kumar, P., Franklin, J., & Goldreich, P. 1988, *Astrophysical Journal*, 328, 879
- Kundu, M. R. 1965, *Solar radio astronomy*
- Kurtz, D. W., Saio, H., Takata, M., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 102
- Lagarde, N., Decressin, T., Charbonnel, C., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 543, A108
- Laird, J. B., Carney, B. W., & Latham, D. W. 1988, *The Astronomical Journal*, 95, 1843
- Lamb, H. 1932, *Hydrodynamics*
- Lambert, D. L., McWilliam, A., & Smith, V. V. 1987, *Astrophysics and Space Science*, 133, 369
- Lanza, A. F., Aigrain, S., Messina, S., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 255

- Lanza, A. F., Chagas, M. L. D., & De Medeiros, J. R. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 15
- Lanza, A. F. & Shkolnik, E. L. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 1451
- Laskar, J., Boué, G., & Correia, A. C. M. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 538, A105
- Latham, D. W., Stefanik, R. P., Torres, G., et al. 2002, *The Astronomical Journal*, 124, 1144
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Lebreton, Y. & Goupil, M. J. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 569, A21
- Ledoux, P. 1949, *Mémoires de la Société Royale des Sciences de Liège*, 9, 3
- Ledoux, P. 1951, *The Astrophysical Journal*, 114, 373
- Leibacher, J. W. & Stein, R. F. 1971, *Astrophysical Journal, Letters*, 7, 191
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., & Simon, G. W. 1962, *The Astrophysical Journal*, 135, 474
- Levrard, B., Winisdoerffer, C., & Chabrier, G. 2009, *The Astrophysical Journal*, 692, L9
- Llama, J., Jardine, M., Mackay, D. H., & Fares, R. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 422, L72
- Lund, M. N., Lundkvist, M., Aguirre, V. S., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 570, A54
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*, *Astronomy and Astrophysics Library* (Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg)
- Maeder, A. & Zahn, J.-P. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 334, 1000
- Mamajek, E. E. & Hillenbrand, L. A. 2008, *Astrophysical Journal*, 687, 1264
- Marcy, G. W., Isaacson, H., Howard, A. W., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 210, 20
- Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 549, A74
- Martig, M., Rix, H.-W., Aguirre, V. S., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 2230
- Mathis, S. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 811
- Mathis, S. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 865, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green, 23
- Mathis, S., Decressin, T., Eggenberger, P., & Charbonnel, C. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A11
- Mathis, S. & Remus, F. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 857, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. J.-P. Rozelot & C. . Neiner, 111–147

- Mathis, S., Talon, S., Pantillon, F.-P., & Zahn, J.-P. 2008, *Solar Physics*, 251, 101
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 425, 229
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 440, 653
- Mathur, S., Bloemen, S., García, R. A., et al. 2015, en préparation
- Mathur, S., Bruntt, H., Catala, C., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 549, A12
- Mathur, S., Eff-Darwich, A., García, R. A., & Turck-Chièze, S. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 484, 517
- Mathur, S., García, R. A., Ballot, J., et al. 2014a, in *IAU Symposium*, Vol. 302, *IAU Symposium*, 222–223
- Mathur, S., García, R. A., Ballot, J., et al. 2014b, *Astronomy and Astrophysics*, 562, A124
- Mathur, S., García, R. A., Catala, C., et al. 2010a, *Astronomy and Astrophysics*, 518, A53
- Mathur, S., Garcia, R. A., Regulo, C., et al. 2010b, *Astronomy and Astrophysics*, 511, A46
- Mathur, S., Metcalfe, T. S., Woitaszek, M., et al. 2012, *Astrophysical Journal*, 749, 152
- Mathur, S., Salabert, D., García, R. A., & Ceillier, T. 2014c, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4, A15
- Matt, S. P., Do Cao, O., Brown, B. P., & Brun, A. S. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 897
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, *The Astrophysical Journal*, 754, L26
- Matthews, J. M., Kuschnig, R., Walker, G. A. H., et al. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 203, *IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, ed. L. Szabados & D. Kurtz, 74–75
- Mazeh, T., Perets, H. B., McQuillan, A., & Goldstein, E. S. 2015, *The Astrophysical Journal*, 801, 3
- McQuillan, A., Aigrain, S., & Mazeh, T. 2013a, *Monthly Notices of the RAS*, 432, 1203
- McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2013b, *Astrophysical Journal, Letters*, 775, L11
- McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2014, *Astrophysical Journal Supplement*, 211, 24
- Meibom, S., Barnes, S. A., Latham, D. W., et al. 2011a, *Astrophysical Journal, Letters*, 733, L9
- Meibom, S., Mathieu, R. D., Stassun, K. G., Liebesny, P., & Saar, S. H. 2011b, *Astrophysical Journal*, 733, 115
- Meibom, S. r., Barnes, S. A., Platais, I., et al. 2015, *Nature*, 517, 589
- Meibom, S. r., Mathieu, R. D., & Stassun, K. G. 2009, *The Astrophysical Journal*, 695, 679

- Metcalfe, T. S. & Charbonneau, P. 2003, *Journal of Computational Physics*, 185, 176
- Metcalfe, T. S., Creevey, O. L., & Christensen-Dalsgaard, J. 2009, *Astrophysical Journal*, 699, 373
- Metcalfe, T. S., Creevey, O. L., Doğan, G., et al. 2014, *Astrophysical Journal, Supplement*, 214, 27
- Michaud, G. & Richer, J. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 63, *EAS Publications Series*, ed. G. Alecian, Y. Lebreton, O. Richard, & G. Vauclair, 199–208
- Molenda-Żakowicz, J., Frasca, A., & Latham, D. W. 2008, *Acta Astronomica*, 58, 419
- Molenda-Żakowicz, J., Latham, D. W., Catanzaro, G., Frasca, A., & Quinn, S. N. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 412, 1210
- Molenda-Żakowicz, J., Sousa, S. G., Frasca, A., et al. 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 434, 1422
- Montalbán, J., Miglio, A., Noels, A., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 766, 118
- Morin, J., Dormy, E., Schrunner, M., & Donati, J.-F. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 418, L133
- Moss, D. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 257, 593
- Mosser, B., Barban, C., Montalbán, J., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 532, A86
- Mosser, B., Benomar, O., Belkacem, K., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 572, L5
- Mosser, B., Elsworth, Y., Hekker, S., et al. 2012a, *Astronomy and Astrophysics*, 537, A30
- Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012b, *Astronomy & Astrophysics*, 548, A10
- Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012c, *Astronomy and Astrophysics*, 540, A143
- Mosser, B., Samadi, R., & Belkacem, K. 2013, *SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, 25
- Murphy, J. W., Burrows, A., & Heger, A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 615, 460
- Neiner, C., Mathis, S., Alecian, E., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Nielsen, M. B., Gizon, L., Schunker, H., & Karoff, C. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 557, L10
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *Astrophysical Journal*, 279, 763
- Pace, G. & Pasquini, L. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 426, 1021
- Pál, A., Bakos, G. A., Torres, G., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 680, 1450

- Palacios, A., Charbonnel, C., Talon, S., & Siess, L. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 453, 261
- Palle, P. L., Appourchaux, T., Christensen-Dalsgaard, J. r., & García, R. A. 2015, in *Extraterrestrial Seismology*, ed. V. C. H. Tong (Cambridge University Press)
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *Astrophysical Journal, Supplement*, 192, 3
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *Astrophysical Journal, Supplement*, 208, 4
- Perryman, M. A. C. 1982, *Advances in Space Research*, 2, 51
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 323, L49
- Pesnell, W. D. 1985, *Astrophysical Journal*, 292, 238
- Pinsonneault, M. H. 1988, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 20, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1028
- Pinsonneault, M. H. 2010, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 5, 375
- Pinsonneault, M. H., An, D., Molenda-Żakowicz, J., et al. 2012, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 199, 30
- Pinsonneault, M. H., Elsworth, Y., Epstein, C., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 215, 19
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *The Astrophysical Journal*, 338, 424
- Pojmanski, G. 1997, *Acta Astronomica*, 47, 467
- Pols, O. R. 2009, *Lecture Notes on Stellar Structure and Evolution*
- Provencal, J. L. 2013, in *Astrophysics and Space Science Proceedings*, Vol. 31, *Stellar Pulsations : Impact of New Instrumentation and New Insights*, ed. J. C. Suárez, R. Garrido, L. A. Balona, & J. Christensen-Dalsgaard, 277
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249
- Reese, D., Rincon, F., & Rieutord, M. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 427, 279
- Reiners, A. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 446, 267
- Reiners, A. & Mohanty, S. 2012, *Astrophysical Journal*, 746, 43
- Reinhold, T. & Arlt, R. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 576, A15
- Reinhold, T., Reiners, A., & Basri, G. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 560, A4
- Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 116

- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9143, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 20
- Rieutord, M. 2006, in EAS Publications Series, Vol. 21, EAS Publications Series, ed. M. Rieutord & B. Dubrulle, 275–295
- Rieutord, M. & Zahn, J.-P. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 296, 127
- Roxburgh, I. W. & Vorontsov, S. V. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 411, 215
- Rozelot, J.-P. & Neiner, C. 2011, *The Pulsations of the Sun and the Stars*
- Rüdiger, G., Gellert, M., Spada, F., & Tereshin, I. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 573, A80
- Ryan, S. G. & Norton, A. J. 2010, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*
- Samadi, R. & Goupil, M.-J. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 370, 136
- Savitzky, A. & Golay, M. J. E. 1964, *Analytical Chemistry*, 36, 1627
- Scargle, J. D. 1982, *Astrophysical Journal*, 263, 835
- Schatzman, E. 1962, *Annales d'Astrophysique*, 25, 18
- Schatzman, E. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 279, 431
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 129
- Schönberg, M. & Chandrasekhar, S. 1942, *The Astrophysical Journal*, 96, 161
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., et al. 1998, *Astrophysical Journal*, 505, 390
- Schwarzschild, M. & Härm, R. 1959, *Astrophysical Journal*, 129, 637
- Silburt, A., Gaidos, E., & Wu, Y. 2015, *The Astrophysical Journal*, 799, 180
- Sills, A. & Pinsonneault, M. H. 2000, *The Astrophysical Journal*, 540, 489
- Silva Aguirre, V., Davies, G. R., Basu, S., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Skumanich, A. 1972, *Astrophysical Journal*, 171, 565
- Spada, F., Lanzafame, A. C., & Lanza, A. F. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 404, 641
- Spruit, H. C. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 189
- Stello, D., Huber, D., Bedding, T. R., et al. 2013, *Astrophysical Journal, Letters*, 765, L41
- Stoughton, C., Lupton, R. H., Bernardi, M., et al. 2002, *Astronomical Journal*, 123, 485
- Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014, *The Astrophysical Journal*, 795, 86
- Strugarek, A., Brun, A. S., & Zahn, J.-P. 2011a, *Astronomy and Astrophysics*, 532, A34

- Strugarek, A., Brun, A. S., & Zahn, J.-P. 2011b, *Astronomische Nachrichten*, 332, 891
- Stumpe, M. C., Smith, J. C., Van Cleve, J. E., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Suijs, M. P. L., Langer, N., Poelarends, A.-J., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 481, L87
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 405, 1025
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 440, 981
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 482, 597
- Talon, S., Kumar, P., & Zahn, J.-P. 2002, *Astrophysical Journal, Letters*, 574, L175
- Tassoul, M. 1980, *Astrophysical Journal, Supplement*, 43, 469
- Tayar, J., Ceillier, T., García-Hernández, D. A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 82
- Teitler, S. & Königl, A. 2014, *The Astrophysical Journal*, 786, 139
- Thomas, J. H. & Weiss, N. O. 2008, *Sunspots and Starspots*, ed. Thomas, J. H. & Weiss, N. O. (Cambridge University Press)
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 41, 599
- Thompson, M. J., Toomre, J., Anderson, E. R., et al. 1996, *Science*, 272, 1300
- Thompson, S. E., Christiansen, J. L., Jenkins, J. M., et al. 2013, *Kepler Data Release 21 Notes (KSCI-19061-001)*, Kepler mission
- Thygesen, A. O., Bruntt, H., Chaplin, W. J., & Basu, S. 2014, ArXiv 1402.3794
- Thygesen, A. O., Frandsen, S., Bruntt, H., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 543, A160
- Torrence, C. & Compo, G. P. 1998, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79, 61
- Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Kosovichev, A. G., et al. 2001a, *Astrophysical Journal, Letters*, 555, L69
- Turck-Chièze, S., García, R. A., Couvidat, S., et al. 2004, *Astrophysical Journal*, 604, 455
- Turck-Chièze, S., Nghiem, P., Couvidat, S., & Turcotte, S. 2001b, *Solar Physics*, 200, 323
- Turck-Chièze, S., Palacios, A., Marques, J. P., & Nghiem, P. A. P. 2010, *The Astrophysical Journal*, 715, 1539
- Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., & Mateo, M. 1992, *Acta Astronomica*, 42, 253
- Ulrich, R. K. 1970, *The Astrophysical Journal*, 162, 993
- Ulrich, R. K. 1986, *Astrophysical Journal, Letters*, 306, L37

- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, *Nonradial oscillations of stars* (Springer-Verlag Berlin)
- van Leeuwen, F. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 474, 12
- van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2015, *soumis à Nature*
- van Saders, J. L. & Pinsonneault, M. H. 2012, *The Astrophysical Journal*, 751, 98
- van Saders, J. L. & Pinsonneault, M. H. 2013, *Astrophysical Journal*, 776, 67
- Vorontsov, S. V., Baturin, V. A., & Pamyatnykh, A. A. 1991, *Nature*, 349, 49
- Wade, G. A., Grunhut, J., Alecian, E., et al. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 302, *IAU Symposium*, 265–269
- Waelkens, C. 1991, *Astronomy and Astrophysics*, 246, 453
- Walkowicz, L. M. L. M., Basri, G. G. S., & Valenti, J. A. J. A. 2013, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 205, 17
- Weiss, W. W. 2008, *Communications in Asteroseismology*, 152, 6
- Woitaszek, M., Metcalfe, T., & Shorrock, I. 2009, in *Proceedings of the 5th Grid Computing Environments Workshop*, p. 1-7, 1
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Howard, A. W., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 160
- Zahn, J.-P. 1975, *Astronomy and Astrophysics*, 41, 329
- Zahn, J.-P. 1991, *Astronomy and Astrophysics*, 252, 179
- Zahn, J.-P. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 265, 115
- Zahn, J.-P. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 63, *EAS Publications Series*, ed. G. Alecian, Y. Lebreton, O. Richard, & G. Vauclair, 245–254
- Zahn, J.-P., Talon, S., & Matias, J. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 322, 320