



HAL
open science

Statistique d'occurrence planétaire autour des naines M et caractérisation fine de l'effet de leur activité stellaire sur la détection par vitesse radiale de planètes telluriques en zone habitable

Lucile Mignon

► **To cite this version:**

Lucile Mignon. Statistique d'occurrence planétaire autour des naines M et caractérisation fine de l'effet de leur activité stellaire sur la détection par vitesse radiale de planètes telluriques en zone habitable. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALY080 . tel-03643132

HAL Id: tel-03643132

<https://theses.hal.science/tel-03643132>

Submitted on 15 Apr 2022

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Lucile MIGNON

Thèse dirigée par **Xavier DELFOSSE**, Astronome, Université Grenoble Alpes, et codirigée par **Nadège MEUNIER**, Astronome, Université Grenoble Alpes, et co-encadrée par **Xavier BONFILS**, Chargé de Recherche, CNRS

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble**, IPAG,
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Statistique d'occurrence planétaire autour des naines M et caractérisation fine de l'effet de leur activité stellaire sur la détection par vitesse radiale de planètes telluriques.

Planetary occurrence statistic around M dwarfs and characterization of the effect of their stellar activity on detection of telluric exoplanets by radial velocity method.

Thèse soutenue publiquement le **6 Décembre 2021**,
devant le jury composé de :

Mme, Claire, MOUTOU

Directeur de Recherche, CNRS, IRAP, Rapporteuse

M, Nuno, SANTOS

Chercheur, Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Rapporteur

M, Jean-Charles, Augereau

Astronome, UGA, IPAG, Président de jury

Mme, Isabelle, BOISSE

Astronome Adjoint, Université Aix-Marseille, LAM, Examineur

M, François, BOUCHY

Professeur associé, Département d'Astrophysique de l'Université de Genève, Examineur



À ma mamie Henriette,
pour toutes ces heures passées ensemble à regarder le ciel le soir à Briançon, une carte du
ciel dans une main et une lampe de poche dans l'autre,
mais aussi à l'Observatoire de Haute Provence, le camping-car garé devant la grille,
ou encore sur les sentiers du Chenaillet, m'expliquant que les Alpes furent au fond d'un
océan, tout en m'interdisant de cueillir une fleur afin de laisser travailler les abeilles.
Je crois que je ne comprenais alors pas grand chose,
mais j'aimais bien marcher dans la montagne en t'écoulant ..

RÉSUMÉ

En 25 ans l'exoplanétologie est devenue un domaine de recherche essentiel en astrophysique et l'ensemble hétérogène des 4000 planètes détectées à ce jour ne cesse de s'accroître. Outre le gain d'information apporté par chaque nouvelle détection, la statistique de l'ensemble de ces objets apporte des contraintes capitales aux scénarii de formation planétaire. Pour ces études statistiques les étoiles de faible masse (naines M) sont des cibles privilégiées car elles représentent près de 80% de la population stellaire de la Galaxie et aussi du voisinage solaire. Qui plus est, leur faible masse rend les méthodes de détection indirecte d'autant plus performantes pour les planètes de type Terre. Il existe donc aujourd'hui de nombreux projets spécifiques aux naines M, produisant un volume de données très conséquent. Ces grands échantillons permettent une vue la plus complète possible des populations planétaires nécessaire et essentielle. Leur étude statistique exige la construction de méthodes d'analyses systématiques efficaces.

Durant mon doctorat, j'ai travaillé sur les 427 naines M observées avec l'instrument HARPS sur ces 18 dernières années (2003-aujourd'hui). J'ai mis au point l'analyse automatique de plus de 15000 spectres, de la mesure de la vitesse radiale à la construction d'un nouvel échantillon d'étude de 199 naines M. L'analyse de leurs séries de vitesse radiale a permis de retrouver plus de 80% des détections publiées sur cet échantillon, mais aussi de proposer de nouveaux candidats planétaires. Cet échantillon de 199 naines M permet une nouvelle statistique d'occurrence des planètes autour des naines M détectées par la méthode des vitesses radiales, qui améliore considérablement les précédentes déterminations. Mes résultats montrent une forte prévalence des planètes de petite masse à courtes périodes autour des naines M. Les taux d'occurrence des planètes de moins de $3 M_{\oplus}$ pour des périodes inférieures à 100 jours atteint les $179\%_{-25}^{+9.6}$ et seulement $38.3\%_{-6.1}^{+7.7}$ pour les planètes entre $3 M_{\oplus}$ et $100 M_{\oplus}$ pour des périodes similaires, et seulement $1.05\%_{-0.2}^{+1.3}$ au delà de $100 M_{\oplus}$. Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par les grands relevés de recherche de planètes en transit (missions Kepler) pour les très courtes périodes, et ont une bien meilleure sensibilité pour les périodes de plus de 10 jours, domaine où les planètes transitant sont rares.

Lors de cette analyse, j'ai également pu étudier des conséquences de l'activité stellaire magnétique sur les mesures de la vitesse radiale. Ces signaux sont provoqués par la présence d'inhomogénéités de surface changeant de vitesse via la rotation stellaire. Ils sont donc intrinsèques à l'étoile et de même ordre de grandeur que le mouvement réflexe de l'étoile provoqué par la présence d'une planète (mouvement képlérien) et constituent la principale limite à la détection d'exoplanètes de faible masse. Nous avons donc décidé d'utiliser la méthode d'analyse élaborée durant mon doctorat sur des marqueurs propres à l'activité stellaire afin d'implémenter une étude exhaustive des conséquences de l'activité stellaire sur les suivis de mesure de vitesse radiale. Nous avons finalement pu détecter des variations à long et court terme dans plus de deux tiers des 179 naines M de notre étude, à toutes les gammes de masse, de tous les types spectraux et même à tous les niveaux d'activité. Nous avons validé 27 cycles d'activité, dont 13 nouveaux, puis nous avons commencé une étude des effets à plus court terme de l'activité ainsi qu'une étude de la corrélation entre indices chromosphériques.

ABSTRACT

Exoplanetology has become an essential field of astrophysics research for 25 years, and the heterogeneous set of 4000 exoplanet detections keeps increasing. In addition of the gain brought by individual detection, statistical studies bring also some new constraints on planetary formation scenario. As they represent more than 80% of the stellar population of the solar neighborhood, M-dwarfs are privileged targets for these statistical studies. Furthermore, indirect methods of detection are more efficient for small mass planets as the mass of the star decreases. This is the reason why there are many projects dedicated to the detection of telluric planets in the habitable zone of M-dwarfs, leading to a huge volume of data. These huge samples allow us to have a complete view of planetary populations but they need statistical studies based on efficient systematic methods.

During my PhD, I have worked on 400 M-dwarfs observed for 18 years (2003-today) by HARPS. I made an automatic analysis on more than 15000 spectra, from the extraction of the radial velocities to the construction of the planetary occurrence statistic. With this work, I found 80% of the planets already published on the HARPS sample and five new massive companions and a planetary candidate. I built a new planetary occurrence statistic around M-dwarfs detected by the radial velocity method. The occurrence rate of the smallest planets ($M_p < 3 M_\oplus$) is $179\%_{-25}^{+9.6}$, while occurrence rate of more massive planets ($100 M_\oplus > M_p > 3 M_\oplus$) is $38.3\%_{-6.1}^{+7.7}$ and $1.05\%_{-0.2}^{+1.3}$ for masses beyond $100 M_\oplus$. These results are compatible with the transit occurrence rates obtained for short periods (Kepler survey), and with those obtained with the radial velocity survey in visible of CARMENES.

Working on these time-series of radial velocities allowed us to understand the impact of the magnetic stellar activity in the radial velocity measurements. Some signals are the consequence of the presence of inhomogeneities on the surface of stars moving and inducing velocity variations at the rotation period of the star. These signals are intrinsic and sometimes on the same order of the signals of Keplerian reflex motion of the star. Today, signals of stellar activity are the main limitation in radial velocity detection of terrestrial exoplanets in the habitable zone. We decided to use the systematic methods built in the first part of this work on chromospheric proxies time-series at the end of my PhD. We found long term variability in chromospheric time-series of M-dwarfs of different mass, activity level, temperature, and spectral class. We built a long term analysis and identified 27 cycles of activity over the 179 M-dwarfs selected, 14 already published and 13 new cycles. We are currently working on the short term analysis and on the correlation between variations of chromospheric index.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mes directeurs et encadrants de doctorat Xavier Delfosse, Nadège Meunier et Xavier Bonfils pour ces quelques années de travail ensemble. Votre complémentarité m'a permis d'acquérir les compétences nécessaires à l'obtention de ce doctorat. Au cours de ces années, vous avez su faire preuve de patience, rester à l'écoute, mais aussi m'accompagner dans mes développements scientifiques et me guider dans ce travail (la plupart de temps à l'aide de conseils avisés, mais parfois même avec des pots de confitures).

Je remercie également l'équipe Exoplanète et l'ensemble de l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble pour vos conseils et votre accueil. Vous m'avez toujours apporté un retour constructif lorsque je vous ai sollicité. Je remercie tout particulièrement Karine Perraut et Evelyne Alecian, membres de mon comité de suivi de thèse, pour votre soutien. Vous avez toujours été disponibles et vous m'avez souvent aidé à prendre du recul sur mon travail. J'ajoute à ces remerciements tous les membres invisibles de ce projet sans qui rien n'aurait été possible. En effet nous avons sollicité bon nombres de personnes tout au long de ce projet et tous sans exception ont approuvé, fait bouger les choses dans le bon sens pour que ce projet de doctorat voit le jour.

Pour finir, je remercie ma famille et mes amis qui m'ont soutenu durant ces dernières années. Vous avez été nombreux à me pousser à continuer à chaque fois que la situation se compliquait un peu et que je commençais à ne plus y croire. Vous avez finalement énormément participé à ce projet, parfois sans même vous en rendre bien compte.

TABLE DES MATIÈRES

I	INTRODUCTION : EXOPLANÈTES	3
I.1	Science des exoplanètes	5
I.2	Détections d'exoplanètes	8
I.3	Exoplanètes autour des naines M	18
I.4	Activité Stellaire : limitation pour la détection indirecte	21
II	CHAPITRE 2 : ÉCHANTILLON	31
II.1	État des lieux	33
II.2	Le vélocimètre à haute résolution chercheur d'exo-planète : HARPS	39
II.3	Création de l'échantillon et gestion des données HARPS	43
II.4	Description de l'échantillon	48
III	CHAPITRE 3 : ANALYSE DES SÉRIES	55
III.1	Corrections automatiques	57
III.2	Analyse long terme des séries	59
III.3	Caractérisation du saut dû au changement de fibres	74
III.4	Méthode et outils de l'analyse périodique	76
III.5	Analyse périodique de l'échantillon	81
III.6	Étude des candidates	88
IV	CHAPITRE 4 : STATISTIQUE D'OCCURRENCE	101
IV.1	Limite de détection	103
IV.2	Statistique d'occurrence planétaire	109
IV.3	Occurrence des systèmes planétaires	118
IV.4	Taux d'occurrence planétaire	121
V	CHAPITRE 5 : ANALYSE ACTIVITÉ STELLAIRE	129
v.1	L'activité stellaire des naines M	131
v.2	Analyse de la variabilité long terme	138
v.3	Analyse de la variabilité à court terme	145
v.4	Étude de la corrélation des indices chromosphériques	157
v.5	Article	165
VI	CONCLUSION DE L'ÉTUDE ET OUVERTURES	215
VI.1	Conclusion de l'étude	216
VI.2	Poursuite du travail sur l'activité stellaire des naines M	217
VI.3	Appliquer cette analyse à d'autres instruments	218
A	PUBLICATIONS	219
B	ANNEXES	223
	BIBLIOGRAPHIE	255

TABLE DES FIGURES

FIGURE I.1	HIP 65426 b	9
FIGURE I.2	Courbes de lumière - Mesure d'un transit	10
FIGURE I.3	Mesures astrométriques du système DENIS-P J082303.1-491201.	11
FIGURE I.4	Schéma des mouvements amplifiés du couple étoile-exoplanète.	12
FIGURE I.5	Mesures ÉLODIE pour 51 Peg b	13
FIGURE I.6	OGLE-2003-BLG-235L	14
FIGURE I.7	Découvertes annuelles d'exoplanètes ces 25 dernières années	15
FIGURE I.8	Exoplanètes confirmées	16
FIGURE I.9	Evolution des exoplanètes confirmées	17
FIGURE I.10	Diagramme Hertzsprung-Russell	19
FIGURE I.11	Spectre d'une naine M	20
FIGURE I.12	Détection en Zone Habitable	21
FIGURE I.13	Taches Solaires - Photosphère	22
FIGURE I.14	Taches Solaires	23
FIGURE I.15	Granulation solaire	25
FIGURE I.16	Cycle Solaire	26
FIGURE II.1	Taux d'occurrence en fonction de la masse projetée.	35
FIGURE II.2	Cartographie du pourcentage de détection	36
FIGURE II.3	Taux d'occurrence planétaire en transit - 2013	37
FIGURE II.4	Taux d'occurrence planétaire en transit - 2015	38
FIGURE II.5	Construction de la raie médiane	40
FIGURE II.6	Template-matching	42
FIGURE II.7	Evolution de la FWHM de raies médianes	46
FIGURE II.8	Organigramme du traitement de changement de fibres	47
FIGURE II.9	Répartition des étoiles	48
FIGURE II.10	Distributions en bandes G et V de l'échantillon.	49
FIGURE II.11	Distribution en masse	51
FIGURE II.12	Distribution en distance de l'échantillon	52
FIGURE III.1	Conséquence de l'accélération séculaire sur la mesure de vitesse radiale.	58
FIGURE III.2	Composante due à l'accélération séculaire	59
FIGURE III.3	Bruits internes et dispersion des séries temporelles	60
FIGURE III.4	Probabilités de χ_0^2 et F_{value}	61
FIGURE III.5	Exemples de séries temporelles dominées par une pente.	64
FIGURE III.6	Exemples de séries temporelles dominées par une fonction polynômiale de degré 2.	65
FIGURE III.7	Exemples de séries temporelles dominées par une fonction képlérienne de grande amplitude.	66

FIGURE III.8	Organigramme des choix du modèle dominant	67
FIGURE III.9	Série temporelle de GJ 676A	71
FIGURE III.10	Séries temporelles non corrigées - Sinusoïde	72
FIGURE III.11	Séries temporelles non corrigées - Brut	73
FIGURE III.12	Répartition des étoiles entre les modèles long terme	73
FIGURE III.13	Caractérisation du saut	76
FIGURE III.14	Périodogramme de GJ 1	77
FIGURE III.15	Périodogrammes des fenêtres d'observation.	78
FIGURE III.16	Périodogramme de GJ 163	79
FIGURE III.17	Ajustement képlerien de GJ 163	81
FIGURE III.18	Ajustement képlerien de GJ 388	84
FIGURE III.19	Analyse GJ 3307	89
FIGURE III.20	Analyse GJ 4001	90
FIGURE III.21	Analyse képlerienne GJ 4303	91
FIGURE III.22	Analyse GJ 9482	92
FIGURE III.23	Analyse képlerienne GJ 9588	93
FIGURE III.24	Analyse képlerienne GJ 300	94
FIGURE III.25	Analyse képlerienne GJ 361	95
FIGURE III.26	Analyse képlerienne GJ 654	97
FIGURE III.27	Analyse képlerienne GJ 739	98
FIGURE IV.1	Relation entre amplitude et phase	104
FIGURE IV.2	Évolution des limites de détections	105
FIGURE IV.3	Limites de détection maximales et médianes	107
FIGURE IV.4	Limites de détection - iso-fréquences	107
FIGURE IV.5	Lissage des limites de détection	108
FIGURE IV.6	Cartographies des limites de détection et pondérations.	109
FIGURE IV.7	Fonctions binomiales	114
FIGURE IV.8	Cas limites d'encadrement	115
FIGURE IV.9	Taux d'occurrence planétaire	116
FIGURE IV.10	Fréquences d'occurrence planétaires	116
FIGURE IV.11	Comparaison des taux d'occurrence en VR entre 2013 et 2021	117
FIGURE IV.12	Taux d'occurrence	120
FIGURE IV.13	Comparaison des iso-fréquences de limites de détection - Activité	122
FIGURE IV.14	Comparaison des iso-fréquences de limites de détection - Distance	122
FIGURE IV.15	Limites de détection en fonction du nombre de vitesses	124
FIGURE IV.16	Échantillons coupés en masse	125
FIGURE IV.17	Taux d'occurrence planétaire en période des échantillons coupés en masse	126
FIGURE V.1	Conséquence d'une tache au cours de la rotation de l'étoile.	132
FIGURE V.2	Mesure de la ré-émission dans la raie K du Calcium II	134
FIGURE V.3	Mesure du décalage du bissecteur	136
FIGURE V.4	Conséquences sur la forme de la raie médiane.	137
FIGURE V.5	Modélisation des courbes photométriques	137
FIGURE V.6	Exclusion des valeurs extrêmes par méthode des histogrammes	140

FIGURE V.7	Histogramme des cycles identifiés	145
FIGURE V.8	Relation empirique période - niveau d'activité	147
FIGURE V.9	Périodes identifiées en fonction de la période de référence	149
FIGURE V.10	Périodogrammes des VR de GJ 229	152
FIGURE V.11	Simulations de modulations des VR dues à une tache	153
FIGURE V.12	Périodogrammes réduits de GJ 514	154
FIGURE V.13	'Mapping-periodogramme' réalisés pour GJ 514 en indice S_{ca}	155
FIGURE V.14	Évolution temporelle des périodogrammes réduits de GJ 514	156
FIGURE V.15	Variations des trois indices chromosphériques.	158
FIGURE V.16	Périodogrammes glissants des indices chromosphériques	163
FIGURE V.17	Corrélations des marqueurs chromosphériques pour l'échantillon FGK	164

LISTE DES TABLEAUX

TABLE II.1	Étoiles à moins de 7 pc non observées dans les programmes HARPS.	53
TABLE III.1	Cibles dont la série temporelle est dominée par une pente.	68
TABLE III.2	Étoiles dont la série temporelle est dominée par une fonction polynomiale.	69
TABLE III.3	Conditions sur les paramètres statistiques utilisés pour valider les modèles linéaire et polynômial.	69
TABLE III.4	Cibles dominées par une grande fonction sinusoïdale	70
TABLE III.5	Valeurs de saut déterminées.	75
TABLE III.6	continue sur la page suivante	82
TABLE III.6	Objets déjà publiés et retrouvés par la méthode itérative	83
TABLE III.7	continue sur la page suivante	84
TABLE III.7	Objets dont la période de rotation est apparue dans la série VR	85
TABLE III.8	Pics non identifiés	86
TABLE III.9	Objets déjà publiés avec $p < 1.6$ jours.	87
TABLE IV.1	continue sur la page suivante	110
TABLE IV.1	Planètes publiées et utilisées pour la statistique d'occurrence.	111
TABLE V.1	Longueurs d'ondes des bandes	135
TABLE V.2	Dispersion Excessive	141
TABLE V.3	Modèles Linéaire et Polynomial	142
TABLE V.4	Échantillon réduit - périodes (en jours) estimées.	148
TABLE V.5	441 étoiles FGK, MEUNIER et al., (2021); 179 naines M	162
TABLE A2.1	Table des programmes d'observations utilisés pour cette étude	223
TABLE A2.2	Table complète de l'échantillon	229

LISTE DES SIGLES ET ACRONYMES

INSTRUMENTS ET PROJETS

ASAS AllSky Automatic Survey

CARMENES Calar Alto high-Resolution search for M-dwarfs with Exoearths with
Near-infrared and Echelle Spectrographs

CFHT Canada France Hawaii Telescope

CHEOPS CHaracterising ExOPlanets Satellite

CoRoT Convection, Rotation et Transits planétaires

DKIST Daniel K. Inouye Solar Telescope

E-ELT European Extremely Large Telescope

ESO European Southern Observatory

ESPRESSO Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic
Observations

ExTrA Exoplanets in Transits and their Atmospheres

HARPS High Accuracy Radial velocity Planet Searcher

HARPS-N High Accuracy Radial velocity Planet Searcher for the Northern hemisphere

HIPPARCOS HIgh Precision PARallax COLlecting Satellite

HiReS High Resolution Spectrometer

JWST James Webb Space Telescope

MOA Microlensing Observations in Astrophysics

NACO Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) – Near-Infrared Imager and
Spectrograph (CONICA)

NAOS Nasmyth Adaptive Optics System

NASA National Aeronautics and Space Administration

NIRPS Near InfraRed Planet Searcher

NSF National Science Foundation

OGLE Optical Gravitational Lensing Experiment

OHP Observatoire de Haute Provence

PLATO PLANetary Transits and Oscillations of stars

SPIRou SpecroPolarimètre InfraRouge

RECONS (Research Consortium On Nearby Stars)

SERVAL SpEctrum Radial Velocity Analyser
SHERE Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch instrument
TESS Transiting Exoplanet Survey Satellite
TRAPPIST TRAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope
UVES Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph
VLT Very Large Telescope

ACRONYMES DE L'ÉTUDE

BIS-SPAN Bissector-Span
CDS Centre de Données astronomiques de Strasbourg
CCF Cross Correlation Function
DACE Data & Analysis Center for Exoplanets
DRS Data Reducing Software
DR Data Release
FAP False Alarm Probability
FWHM Full Width at Half Maximum
GTO Guaranteed Time Observation
GLS Generalized Lomb-Scargle
HR Hertzsprung-Russell
IR Infra-Rouge
L-BFGS-B Limited memory Broyden Fletcher Goldfarb Shanno
OA Optique Adaptative
RECONS Research Consortium On Nearby Stars
RMS Root Mean Square
ron Read Out Noise
SB2 Spectroscopic Binary
SNR Signal to Noise Ratio
SAFIR Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities
TERRA Template-Enhanced Radial velocity Re-analysis Application
UA unités astronomiques
UAI Union Astronomique Internationale
VR Vitesse Radiale
ZH Zone Habitable

INTRODUCTION - EXOPLANÈTES

"C'est encore dans la marine qu'il y a le plus de marins."
 Proverbe Shadokéen - Jacques Rouxel

Sommaire

I.1	Science des exoplanètes	5
I.1.1	Histoire de l'exoplanétologie	5
I.1.2	Exoplanétologie : de la zoologie aux modèles de formation planétaire	6
	Le modèle standard de formation planétaire	6
	51 Peg b chamboule tout	7
	Les modèles s'adaptent aux découvertes : modèles de migration	7
I.2	Détections d'exoplanètes	8
I.2.1	Méthodes et instruments	8
	Imagerie directe	8
	Transit	9
	Astrométrie	10
	Vitesse radiale	11
	Microlentille gravitationnelle	14
I.2.2	Plus de deux décennies de découvertes	15
	De plus en plus d'exoplanètes	15
	Zoologie incroyable et inattendue	15
	Complémentarité des méthodes	17
I.3	Exoplanètes autour des naines M	18
I.3.1	Les naines rouges	18
I.3.2	La recherche d'exoplanètes autour des naines M	19
I.4	Activité Stellaire : limitation pour la détection indirecte	21
I.4.1	Phénomènes liés à l'activité solaire magnétique	21
	Taches	22
	Facules photosphériques et plages chromosphériques	22
	Filaments	24
	Flares	24
	Granulation	24

4 INTRODUCTION : EXOPLANÈTES

1.4.2	Échelle de temps des évènements	25
	Cycles d'activité	25
	Période de rotation de l'étoile	25
1.4.3	Conséquences drastiques sur la détection indirecte d'exoplanètes	26
	Impact sur la photométrie	26
	Conséquences sur la mesure de la vitesse radiale	27
1.4.4	Projet crucial pour la détection par vitesse radiale autour des naines M	27

I.1 SCIENCE DES EXOPLANÈTES

Aujourd'hui, une planète est un corps céleste peu massif orbitant autour du Soleil. Notre système solaire compte quatre planètes rocheuses (dites telluriques) et quatre planètes gazeuses beaucoup plus massives (les géantes). Afin de les différencier d'autres corps célestes qui peuplent notre système, l'Union Astronomique Internationale (UAI) propose une définition étoffée par des contraintes physiques simples depuis 2006 : l'objet céleste doit avoir nettoyé son orbite de tout autre corps céleste par accrétion, doit être d'une masse minimale lui permettant d'avoir une forme quasi sphérique et une masse maximale de $13 M_J$. Cette limite haute n'est pas basée sur la masse limite d'enclenchement des réactions nucléaires du noyau mais par celle des naines brunes, considérées aujourd'hui comme les plus petites étoiles. Par extrapolation, une exoplanète est une "Planète tournant autour d'une autre étoile que le Soleil " (d'après LAROUSSE 2020¹). L'exoplanétologie est donc la science de détection, d'étude et de caractérisation de ces objets extra-solaires.

I.1.1 Histoire de l'exoplanétologie

D'autres mondes ont été imaginés et rêvés depuis plus de vingt siècles. On en retrouve l'idée de la *Lettre à Hérodote* d'Epicure, trois siècles av. J.-C., aux *Entretiens sur la pluralité des mondes*, vingt siècles plus tard, de Bernard Le Bouyer de Fontenelle (FONTENELLE, 1686). Il y reprend les idées d'Epicure, ainsi que celles de René Descartes et Nicolas Copernic. Il faut en effet attendre les travaux de N. Copernic en 1543 pour comprendre l'architecture de notre système solaire, et la fin du XVIII^{ème} siècle pour que l'idée atteigne sa maturité. Pierre-Simon de Laplace propose alors que si notre Soleil n'est finalement pas différent des autres étoiles qui nous entourent alors pourquoi ces étoiles n'abriteraient-elles pas leur propre cortège planétaire ? Il faut à nouveau attendre la fin du XX^{ème} siècle pour que l'Homme développe les techniques nécessaires à leur découverte. Cette étape apporta son lot d'échecs et de déceptions. Les premières méthodes de détection envisagées nécessitaient en effet une précision alors non atteinte et non atteignable.

Finalement, on retient la première découverte d'une exoplanète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale, en 1995 par Michel Mayor et Didier Queloz à l'Observatoire de Haute Provence (OHP) (Prix Nobel pour la découverte en 2019, MAYOR et al., 1995). Cette première exoplanète, 51 Peg b (du nom de son étoile hôte 51 Pegasis), fut découverte par la méthode des vitesses radiales (présentée dans la section suivante), au télescope 193 grâce au spectrographe ÉLODIE mis en place en 1993 (BARANNE et al., 1996). Cette découverte n'est pas le résultat fortuit d'un programme d'observation hasardeux, les cibles de ce programme avaient été sélectionnées sur des critères de probabilité de détectabilité d'objets massifs.

1. <https://www.larousse.fr/>

Depuis 25 ans, les techniques de détection se sont diversifiées et ont beaucoup évolué. J'en fais une description rapide dans la section I.2.1 en présentant leurs premières découvertes et les instruments associés. Pour exemple, le télescope 193 de l'OHP a été doté d'un nouveau spectrographe échelle en 2006 nommé SOPHIE (PERRUCHOT et al., 2008) et amélioré en SOPHIE+ en 2013 (BOUCHY et al., 2013). Il permet aujourd'hui encore de découvrir de nouvelles exoplanètes comme GJ 96 b, GJ 338 b et GJ 411 b, découvertes récemment (HOBSON et al., 2018, DÍAZ et al., 2019, HOBSON et al., 2019).

I.1.2 Exoplanétologie : de la zoologie aux modèles de formation planétaire

Avant la découverte des exoplanètes, les théories de formation planétaire n'avaient pour seule contrainte que d'aboutir à notre système solaire actuel : des planètes rocheuses proches et des géantes gazeuses éloignées d'un objet central de masse solaire. Cette vision a beaucoup évolué ces vingt dernières années, dès les premières découvertes d'exoplanètes. Dans cette section j'aborde les modèles proposés en amont de la première détection, et les pistes finalement explorées suite à la découverte de 51 Peg b.

Le modèle standard de formation planétaire

Il y a plus de trois siècles, Emmanuel Kant et P.-S. de Laplace ont émis les bases du "modèle standard" proposé dans les années 1960 par Viktor Sergueievitch Safronov (SAFRONOV, 1960, SAFRONOV, 1966, SAFRONOV, 1972). L'idée étant qu'un nuage moléculaire s'effondre sur lui-même suite à une perturbation extérieure venue rompre son équilibre hydrostatique. L'effondrement gravitationnel du nuage donne alors naissance à l'ensemble en rotation d'une proto-étoile au centre et d'un disque de gaz et de poussière dans lequel se forment les planètes. Il est logique par la suite de supposer que les deux familles de planètes de notre système sont le résultat de deux processus différents.

Pour les planètes rocheuses, une fois le disque suffisamment refroidi, la condensation des grains de poussière permet de créer des objets de l'ordre du décimètre (WEIDENSCHIL-LING et al., 1989, POPPE et al., 2000). Des étapes de collisions successives (KUSAKA et al., 1970) puis de nettoyage de l'orbite par impacts permettent de faire passer ces objets au delà des 1000 km de diamètre. Très denses, ils ont alors une masse suffisante pour retenir une atmosphère composée du gaz du disque protoplanétaire avant qu'il ne se dissipe. Il reste aujourd'hui une "barrière du mètre" à ce modèle (BIRNSTIEL et al., 2010, BIRNSTIEL et al., 2011), car à cette taille l'objet subit une érosion importante rendant difficile sa croissance.

Concernant les planètes géantes, le "modèle standard" propose un scénario d'accrétion sur cœur à quelques unités astronomiques de l'étoile centrale (POLLACK et al., 1996). Ce scénario prédit la formation d'un noyau solide très massif grâce à une température plus faible. La glace permet une agglomération plus efficace des grains et la formation plus rapide d'embryons planétaires de plusieurs masses terrestres loin de l'étoile centrale. Un cœur aussi massif est nécessaire pour piéger une immense quantité de gaz formant la géante gazeuse. Le temps est la principale limite à ce scénario car l'agglomération doit être suffisamment rapide pour que le disque de gaz ne soit pas dissipé tant que la masse finale

n'est pas atteinte. Depuis, les modèles ont été confrontés aux observations (MORDASINI et al., 2009), et prédisent donc une inflation très rapide une fois la masse critique atteinte (BARAFFE et al., 2014).

51 Peg b chamboule tout

L'exoplanétologie franchit un pas considérable avec la découverte de 51 Peg b. En effet, des objets orbitant autour d'un pulsar ont été découverts en 1990 et 1992 (WOLSZCZAN, 1994) mais leur nature semblait sans commune mesure avec les planètes de notre système solaire. Le programme d'observation de 51 Pegasis prévoyait un relevé de plusieurs années pour pouvoir détecter un objet tel que Jupiter puisque sa période de révolution est de 12 ans et que plusieurs mesures seraient nécessaires tout au long de la révolution pour la détecter avec la méthode des vitesses radiales. Pourtant, la découverte ne prend que très peu de temps : la période de révolution de 51 Peg b n'est que de 4 jours (MAYOR et al., 1995). La masse de cet objet est alors estimée à la moitié de celle de Jupiter pour une période de révolution plus courte que celle de Mercure (88 jours). Cet objet est alors nommé un "Jupiter chaud" à cause de sa proximité à l'étoile hôte. Le "modèle standard" d'accrétion sur cœur ne permet pas de créer un objet aussi massif aussi proche de son étoile : il faut alors revoir le modèle de formation ou envisager une évolution dynamique du système formé.

Les modèles s'adaptent aux découvertes : modèles de migration

Aujourd'hui, les taux d'occurrence de ces jupiters chauds oscillent entre 0.4 et 0.8% autour des étoiles de type solaire dans le voisinage de notre système (NAEF et al., 2004a, WRIGHT et al., 2012, ZHOU et al., 2019). Elles représentent pourtant 20%² des planètes détectées car leur masse importante et leur courte séparation les rendent presque inmanquables. 51 Peg b n'est pas une aberration ni une exception mais un phénomène que la théorie doit pouvoir prévoir et expliquer.

Des théories de migration proposées depuis les années 1970 (GOLDREICH et al., 1965a, GOLDREICH et al., 1965b, GOLDREICH et al., 1980) sont alors reprises pour expliquer l'existence des jupiters chauds (MORBIDELLI et al., 2009, JOHANSEN et al., 2011). Les migrations dites primordiales sont imaginées dans le disque protoplanétaire au cours de la formation planétaire (KLEY et al., 2012), et celles dites tardives ont lieu lorsque le système est déjà formé (TEYSSANDIER et al., 2019). Les premières font intervenir des interactions avec le gaz du disque (ALIBERT et al., 2005) alors que les secondes se basent sur la dynamique et les résonances d'un système à corps multiples. Les deux phénomènes ne sont ni incompatibles ni exclusifs et permettent de répondre à de nombreuses questions sur notre propre système solaire. En effet, un scénario de migrations nommé Grand Tack (MORBIDELLI et al., 2005, WALSH et al., 2011) permet par exemple d'expliquer la faible masse de Mars, et la présence d'objets transneptuniens dans la ceinture d'astéroïdes. Ces théories de migrations d'objets massifs permettent finalement d'expliquer la présence des Jupiters chauds aussi proches de leur étoile parente.

2. d'après la base de données de la National Aeronautics and Space Administration (NASA)

Aujourd'hui, les gammes de masse, de période et de rayon des objets détectés ne cessent de s'agrandir avec la levée de certains biais observationnels, faisant apparaître une zoologie incroyable d'exoplanètes. Cette thèse ainsi que beaucoup d'autres travaux actuels tentent de donner de nouveaux indices et contraintes aux scénarios de formation de systèmes planétaires, incluant celui de notre propre système, de la formation de notre étoile à l'apparition de la vie sur Terre.

I.2 DÉTECTIONS D'EXOPLANÈTES

Depuis ses débuts infructueux et la découverte de 1995, la détection d'exoplanètes s'est considérablement améliorée, les techniques se sont spécialisées afin d'optimiser la détection d'exoplanètes ciblées. Dans cette section, je présente en détail la méthode de détection par mesure de Vitesse Radiale (VR) utilisée dans cette thèse, et j'aborde brièvement toutes les autres techniques.

I.2.1 Méthodes et instruments

Des instruments généraux jusqu'aux dernières générations d'instruments spécifiques, chaque méthode de détection permet aujourd'hui d'explorer une fraction de la large zoologie des exoplanètes.

Imagerie directe

Cette technique consiste à imager directement l'exoplanète. Bien que la méthode semble intuitivement très simple, elle reste aujourd'hui une des plus coriaces à réaliser. Rappelons qu'une exoplanète ne rayonne pas comme une étoile dans le visible. De plus, d'après la définition, elle tourne autour de son étoile qui est un objet très lumineux. Toute la difficulté réside donc dans la capacité à masquer l'étoile pour faire apparaître l'éventuelle exoplanète qu'elle éclaire à l'aide dans un premier temps d'un coronographe. Cette technique s'applique donc aux étoiles dont la séparation avec l'exoplanète est suffisamment importante pour ne pas la cacher en cachant l'étoile, pour les exoplanètes suffisamment massives et jeunes (et donc assez chaudes) pour être visibles par contraste avec l'étoile (en particulier dans l'Infra-Rouge (IR)).

La première exoplanète 2MASS 1207 b découverte via cette méthode par CHAUVIN et al., (2004) au Very Large Telescope (VLT) est une exoplanète géante (entre 3 et 10 fois la masse de Jupiter) orbitant très loin de son étoile (environ 92 unités astronomiques (UA)) avec le correcteur de turbulence atmosphérique Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS). Par la suite, l'exoplanète Beta Pictoris b (LAGRANGE et al., 2009) découverte à l'aide d'un instrument d'Optique Adaptative (OA) nommé Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) – Near-Infrared Imager and Spectrograph (CONICA) (NACO), de plusieurs masses joviennes (entre 8 et 11 M_J), présente un contraste de luminosité de seulement 10^{-4} avec son étoile hôte. Des instruments ont pris la suite, notamment l'imageur Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch instrument (SHERE) (BEUZIT et

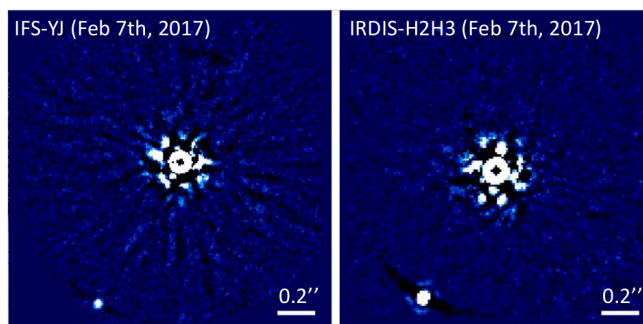


FIGURE I.1. – HIP 65426 b

Planète détectée à 830 ± 3 mas de son étoile hôte - Illustration issue de CHAUVIN et al., (2017)

al., 2019) installé au foyer Nasmyth d'un des quatre télescopes de 8 m du VLT qui a été doté de sa propre OA en plus d'un coronographe. Trois ans après son installation en 2014, la première exoplanète découverte fut HIP 65426 b (visible en figure I.1, issue de CHAUVIN et al., 2017) et on estime actuellement que SHERE est capable d'atteindre un contraste de luminosité d'un million.

Aujourd'hui cette méthode a permis de détecter une cinquantaine d'objets tous plus massifs que Jupiter et plus éloignés de leur étoile que l'orbite terrestre. Doté d'un double système d'optique adaptative et d'un miroir de 39 m, les imageurs du projet de l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) prévu pour 2026 promet de très nombreuses découvertes.

Transit

Le principe de cette méthode indirecte est de détecter une baisse de luminosité de l'étoile dans les données photométriques lorsque la planète passe (ou transite) entre elle et l'observateur. Cette technique nécessite donc une orientation favorable pour que la planète occupe une partie du disque de l'étoile, ainsi qu'un rapport suffisant entre les diamètres apparents de l'étoile et de la planète pour être sensible à la variation de luminosité. Cette méthode de détection permet d'obtenir le diamètre de l'exoplanète et est particulièrement efficace pour les objets proches de leur étoile hôte.

C'est en 1999 que la première exoplanète transitante fut confirmée malgré ces conditions contraignantes : HD 209458 b (HENRY et al., 1999, CHARBONNEAU et al., 1999), plus tard confirmée par le télescope spatial Hubble. Par la suite, le télescope spatial européen Convection, Rotation et Transits planétaires (CoRoT) lancé en 2006 permit de découvrir 37 exoplanètes massives et de proposer des centaines de candidates avant d'être désactivé en 2014. Parmi ses découvertes, on retient la première mesure de rayon d'une super-terre, CoRoT-7 b (LÉGER et al., 2009) et la première exoplanète de type terre détectée, CoRoT8 (BORDÉ et al., 2010).

Cette méthode est aujourd'hui la plus fructueuse de toutes notamment grâce aux données issues des deux missions du télescope spatial Kepler entre 2009 et 2018 (HOWELL

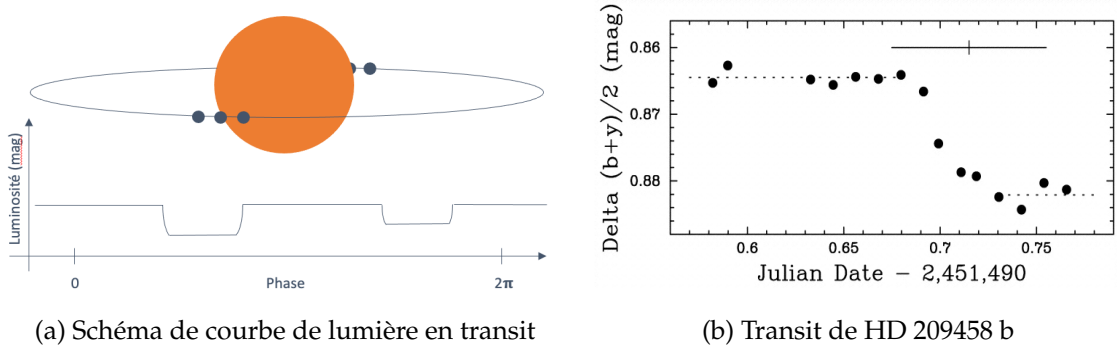


FIGURE I.2. – Courbes de lumière - Mesure d'un transit

Modélisation des courbes du transit de la planète (en gris) devant l'étoile (en orange) à gauche et courbes de lumière obtenue lors de la détection de HD 209458 b issue de HENRY et al., (1999).

et al., 2014). Ces deux missions ont à elles seules recensé plus de 2500 exoplanètes dont l'étude statistique sera présentée dans le prochain chapitre. Une génération d'instruments dédiés à la recherche et à la caractérisation d'exoplanètes par transit a été lancée avec le Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) (RICKER et al., 2014) en 2018, pour une première mission de deux ans, et le projet européen CHAracterising ExOPlanets Satellite (CHEOPS) en 2019. Une nouvelle génération d'instruments est déjà en cours de construction avec notamment le projet PLANetary Transits and Oscillations of stars (PLATO) (RAUER et al., 2014, RAUER et al., 2016), dont le lancement est prévu en 2026 pour une première mission de 6 ans qui permettra de détecter des planètes telluriques autour des étoiles du voisinage solaire.

Le suivi photométrique est aussi faisable depuis le sol avec les instruments TRANsiting Planets and Planetesimals Small Telescope (TRAPPIST) placés en Afrique du Nord et au Chili entre 2010 et 2015 (JEHIN et al., 2011), et Exoplanets in Transits and their Atmospheres (EXTrA) installé à l'observatoire de La Silla au Chili, et développé et piloté à Grenoble depuis 2018 (BONFILS et al., 2015).

Astrométrie

Cette méthode indirecte de détection se base sur la dynamique du couple étoile-exoplanète. Contrairement à l'imagerie directe qui essaie de minimiser la participation de l'étoile lors de la mesure, cette méthode se focalise uniquement sur l'étoile hôte en partant du principe que l'exoplanète est non détectable directement, et en cherchant à mesurer le mouvement réflexe de son étoile. D'après les lois qui régissent les mouvements des corps célestes en interaction (lois de Kepler et Newton), le mouvement de révolution de la planète se fait autour du centre de masse du système étoile-exoplanète. Par conséquent, l'étoile décrit également une toute petite ellipse. L'astrométrie étant la mesure de la position des astres, le principe de détection est donc de suivre les différentes positions de l'étoile au cours de sa révolution autour du centre de masse.

Peter Van De Kamp annonça la découverte de la première exoplanète en 1963 grâce à cette méthode, autour de l'étoile GJ 699, aussi appelée l'étoile de Barnard. Malheureusement la découverte fut invalidée dix ans plus tard lorsque le travail de Gatewood & Eichhorn (GATEWOOD et al., 1973) montra que la variation de position mesurée n'était pas due à une dynamique képlérienne mais au mouvement propre important de l'étoile. L'ordre de grandeur du déplacement d'une étoile au cours de sa révolution était en effet encore loin des ordres de grandeurs de précision des instruments de l'époque. Cette technique n'a pas permis à ce jour de détecter d'exoplanète moins massive que DENIS-P J082303.1-491201 b (voir Fig I.3) en 2013 (SAHLMANN et al., 2013) qui est un objet trop massif pour être considéré comme une exoplanète. Cet objet a été détecté depuis le sol grâce à l'instrument astrométrique FORS2 du VLT autour d'une étoile de très faible masse.

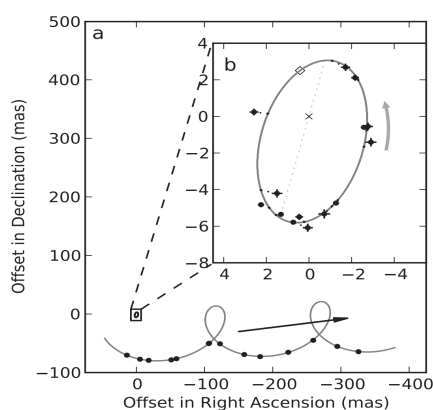


FIGURE I.3. – Mesures astrométriques du système DENIS-P J082303.1-491201.

Relevé FORS2 de DENIS-P J082303.1-491201 b, objet de $28 M_J$ à 20 pc, orbitant à une période de 246 jours issu de SAHLMANN et al., (2013).

L'instrument de mesure astrométrique le plus prometteur pour de futures découvertes est actuellement GAIA, lancé en 2013, qui a déjà observé plus de 200000 cibles à moins de 100 parsec, dépassant largement les champs relevés par son prédécesseur High Precision PARallax Collecting Satellite (HIPPARCOS). L'amélioration gigantesque (deux ordres de grandeurs de magnitude en précision astrométrique et une limite de détection plus basse de plus de 8 mag) amenée par GAIA permettra de détecter des dizaines de milliers d'objets relativement massifs à grande séparation (PERRYMAN et al., 2014) dans la dernière version de la Data Reducing Software (DRS) d'ici 2024 au plus tôt.

Vitesse radiale

À l'instar de l'astrométrie, cette méthode indirecte se base uniquement sur le mouvement réflexe de l'étoile lorsqu'elle se trouve dans une dynamique képlérienne. Sa vitesse projetée sur l'axe de visée est appelée vitesse radiale VR (voir schéma I.4). En décrivant une ellipse, et suivant l'orientation du système, la cible s'éloigne et se rapproche de l'observateur de manière cyclique. Cette technique consiste donc à mesurer une variation de la VR dans le spectre de l'étoile par décalage Doppler.

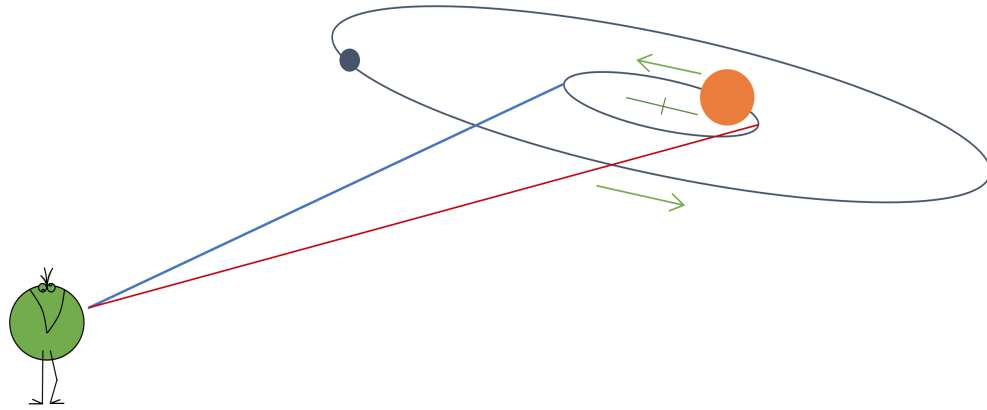


FIGURE I.4. – Schéma des mouvements amplifiés du couple étoile-exoplanète. Le trait bleu (respectivement rouge) modélise le fait que le spectre de l'étoile mesuré est décalé vers les courtes (respectivement longues) longueurs d'ondes lorsque l'étoile se rapproche (respectivement s'éloigne) du Shaddock observateur.

La dynamique du couple étoile-compagnon (quel qu'il soit) engendre une composante supplémentaire périodique de la vitesse mesurée de l'étoile qui se traduit par l'équation suivante :

$$VR(t) = V_c + K \cdot \cos(\nu(t) + \omega) + e \cdot \cos(\omega) \quad (\text{I.1})$$

où la mesure de V_r à l'instant t est la somme de la vitesse absolue de l'étoile V_c (expliquée et soustraite au chapitre III) et celle due aux variations périodiques. Cette composante de la vitesse dépend de la position angulaire de l'étoile sur son orbite : l'anomalie vraie (ν) et sa phase (ω). L'amplitude K du signal mesuré dépend de l'amplitude du mouvement décrit par l'étoile et permet donc de remonter aux paramètres orbitaux avec la formule suivante :

$$K = \frac{(m \cdot \sin i)}{(M_* + m)^{2/3}} \cdot \frac{(2\pi G)^{1/3}}{P^{1/3} \cdot \sqrt{1 - e^2}} \quad (\text{I.2})$$

où on retrouve la période orbitale P de l'étoile (et de la planète) et l'excentricité e de son orbite. La position du centre de masse est donc très importante : plus le compagnon est massif, plus l'ellipse décrite par la cible est grande, et plus il est proche, plus le signal est important. Lors de cette mesure, l'inclinaison i du système ne peut être résolue, la masse extraite est celle projetée sur l'axe de visée $m \cdot \sin(i)$ pondérée par l'inclinaison minimale du système. Sans pouvoir déterminer l'inclinaison du système uniquement en utilisant cette méthode, les masses obtenues (et estimées dans cette thèse) sont donc des masses minimales.

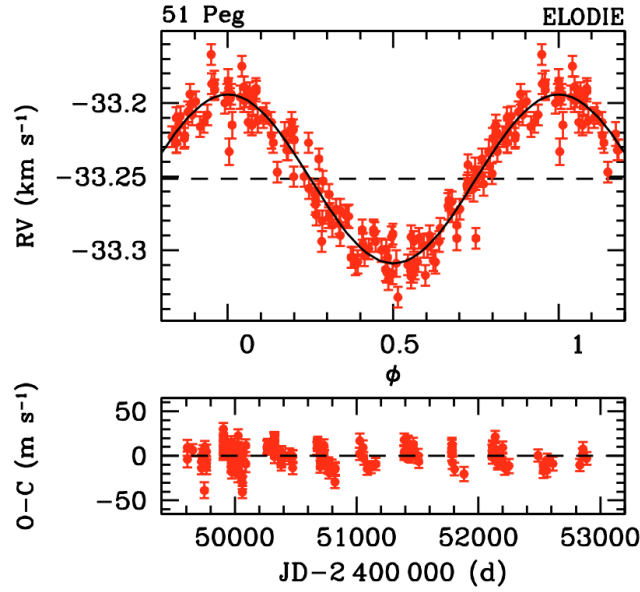


FIGURE I.5. – Mesures ÉLODIE pour 51 Peg b
Vitesses radiales mesurées et modèle de variation périodique d’amplitude proposé pour 51 Peg b
- Illustration issue de NAEF et al., (2004b).

Depuis 1995, cette technique a permis de découvrir plus de 800 objets grâce à des spectromètres de plus en plus nombreux, stables et performants. Les spectromètres comme ÉLODIE ont inspiré de nombreux autres instruments comme High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) (PEPE et al., 2003a, PEPE et al., 2003b), présenté dans le chapitre suivant et High Accuracy Radial velocity Planet Searcher for the Northern hemisphere (HARPS-N) son homologue de l’hémisphère nord, mais aussi SOPHIE et SOPHIE+ déjà évoqués. De nouvelles générations comme the Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations (ESPRESSO) (MEGEVAND et al., 2014, PEPE et al., 2014) installé en 2017 au VLT peuvent atteindre une précision de quelques cm/s (FISCHER et al., 2016) et inspirent actuellement le futur spectromètre très haute résolution de l’E-ELT : High Resolution Spectrometer (HiReS) (MARCONI et al., 2016). D’autres spectromètres ont été conçus pour le domaine IR comme Calar Alto high-Resolution search for M-dwarfs with Exoearths with Near-infrared and Echelle Spectrographs (CARMENES) installé en Espagne depuis 2015, Near InfraRed Planet Searcher (NIRPS) dont l’installation à La Silla au Chili est prévue pour 2021 (BOUCHY et al., 2017) et SpecroPolarimètre InfraRouge (SPIRou) installé au Canada France Hawaii Telescope (CFHT) à Hawaï depuis 2018 (DONATI et al., 2020). Par conséquent, cette technique de détection s’ouvre très fortement sur les étoiles froides de faible masse, pour lesquelles la détection d’exoplanètes de masse terrestre est possible depuis quelques années et permet d’aborder leur caractérisation.

Microlentille gravitationnelle

Cette méthode de détection est basée sur une implication de la relativité générale, la courbure des rayons lumineux sous l'effet de la masse importante d'un objet céleste : la lentille gravitationnelle. Le phénomène se produit lorsque un objet stellaire passe entre l'observateur et une étoile de fond. La courbe de lumière de la source de fond est alors perturbée, caractéristique des conséquences de la relativité générale sur la courbure des rayons. Si l'objet passant au premier plan est accompagné d'un cortège planétaire alors la ou les planètes peuvent être détectées par une perturbation dans la courbe de lumière de l'objet de fond (MAO et al., 1991, GOULD et al., 1992).

La première détection d'objet via cette méthode est OGLE-2003-BLG-235L b (BOND et al., 2004) et correspond à un objet d'une fois et demi la masse de Jupiter environ à 3 UA de son étoile hôte. Les courbes de lumière proviennent de deux observatoires ayant observé en simultanément : Microlensing Observations in Astrophysics (MOA) en Nouvelle-Zélande et Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE) au Chili (voir figure I.6). Cette technique a permis de découvrir une centaine d'objets à ce jour et le futur projet Euclid (HAMOLLI et al., 2013) annonce des milliers de découvertes par an. Ces objets sont pour l'instant assez éloignés de leur étoile hôte, car il faut une certaine distance entre l'étoile et la planète pour créer le caustique détecté. Cette technique reste une méthode de détection et non de caractérisation car un suivi est impossible.

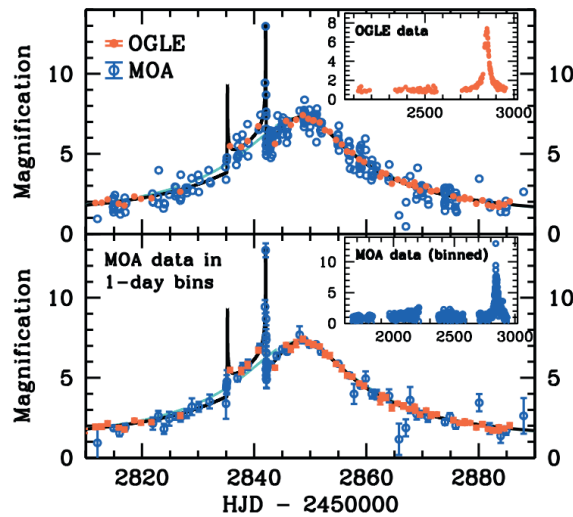


FIGURE I.6. – OGLE-2003-BLG-235L

Courbes de lumières obtenues pour le système OGLE-2003-BLG-235L par MOA en bleu et OGLE en rouge, issues de BOND et al., (2004)

I.2.2 Plus de deux décennies de découvertes

Suite à ces brèves présentations, il est important de situer ce travail dans le contexte actuel. Je propose donc de faire un bilan de ces vingt-cinq dernières années de découvertes.

De plus en plus d'exoplanètes

Depuis plus de deux décennies, le nombre d'exoplanètes découvertes par an ne cesse d'augmenter, comme on peut le voir sur la représentation non cumulative de la figure I.7.

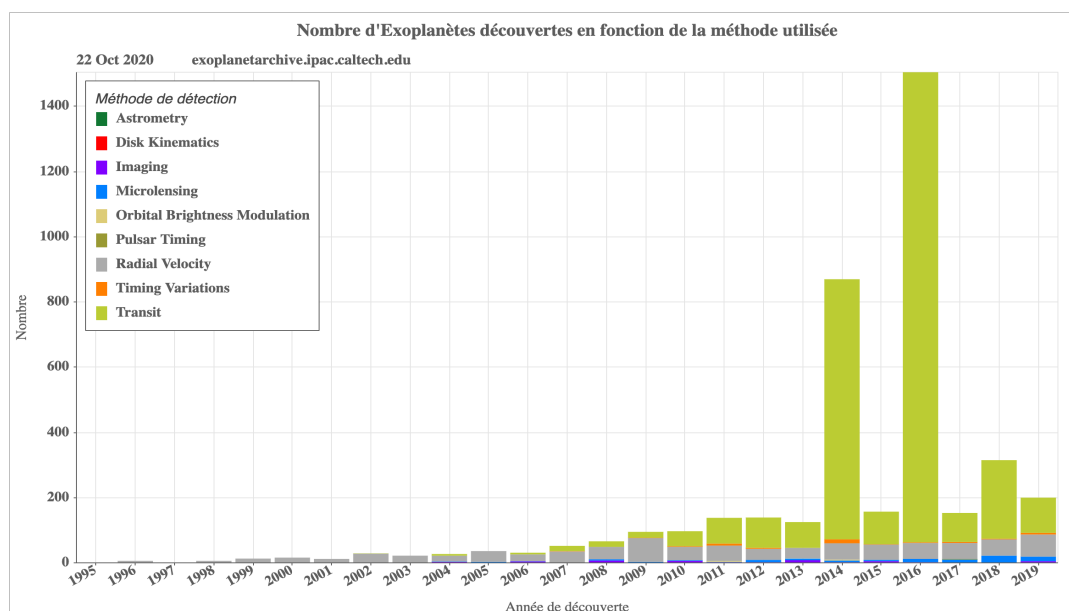


FIGURE I.7. – Découvertes annuelles d'exoplanètes ces 25 dernières années

Histogramme non cumulatif des découvertes annuelles d'exoplanètes en fonction de leur méthode de détection - source exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

Sur cette figure les deux pics en 2014 et 2016 correspondent aux 2300 découvertes des deux missions Kepler (évoquées dans la section I.2.1). Cette représentation est basée sur l'archive des exoplanètes de la NASA³ qui sert de référence pour toute cette thèse. On dénombre aujourd'hui plus de 4300 exoplanètes détectées et confirmées, toutes techniques confondues. Les méthodes de détection par transit et par VR sont incontestablement les plus prolifiques.

Zoologie incroyable et inattendue

Avant même d'évoquer l'idée d'exoplanètes semblables à la Terre, il est intéressant de comparer les planètes détectées avec celles de notre système solaire. J'ai placé quatre

3. This research has made use of the NASA Exoplanet Archive, which is operated by the California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration under the Exoplanet Exploration Program

planètes de notre système solaire sur le graphique des exoplanètes découvertes sur la figure I.8 : la plus proche du Soleil (Mercure), notre planète habitable (Terre), la plus massive (Jupiter) et une intermédiaire lointaine (Neptune). La zoologie évoquée dans la section précédente est alors incontestable : les planètes de notre système solaire sont finalement assez peu représentatives des populations observées actuellement.

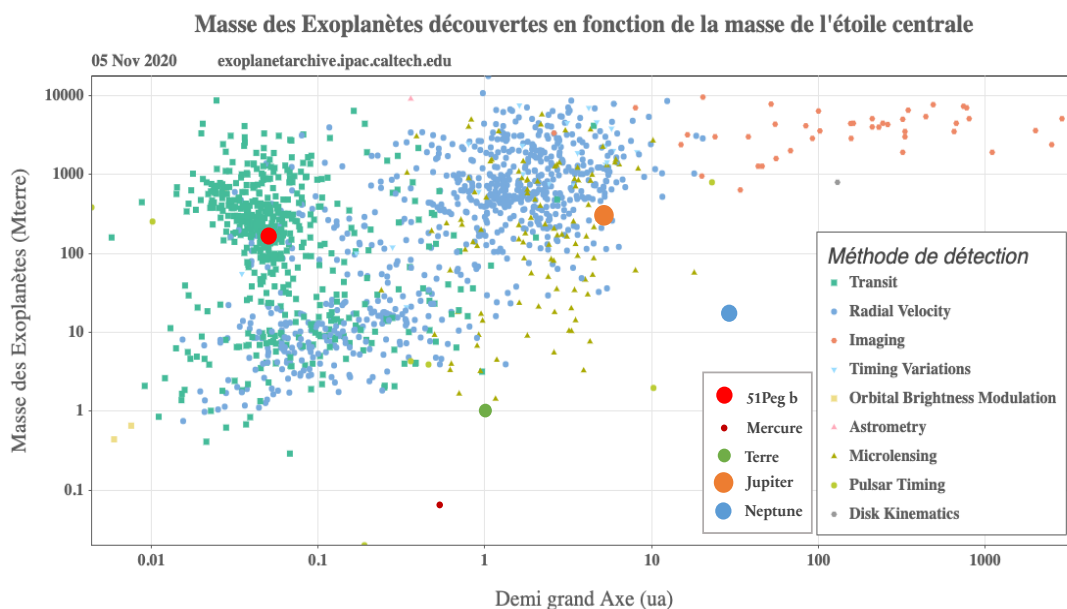


FIGURE I.8. – Exoplanètes confirmées

Représentation des exoplanètes découvertes en fonction de leur masse projetée, de leur période de rotation estimée et de la méthode de détection utilisée - *source exoplanetarchive.ipac.caltech.edu*

J'ai également placé la première exoplanète découverte (51 Peg b) afin de répondre aux premières questions la concernant évoquées dans la première section de ce chapitre : cette exoplanète atypique pour notre système solaire n'est pas un cas isolé mais bien un phénomène courant. Il faut cependant noter que la surabondance de jupiters chauds sur cette représentation est due à un biais observationnel. Ces objets sont en effet les plus faciles à détecter. L'architecture du système TRAPPIST-1 découvert entre 2015 et 2017 (GILLON et al., 2017) fut une nouvelle surprise pour la communauté d'exoplanétologie : sept planètes rocheuses autour d'une étoile de faible masse, toutes comprises dans une orbite plus petite que celle de Mercure. Cette découverte prouve que la zoologie des exoplanètes s'avère bien plus diverse qu'attendue. Même si la zoologie des découvertes est très différente de la population de notre système solaire, il est à noter que cela ne fait pas de notre système une anomalie statistique. En effet, les planètes de notre système solaire (Jupiter mise à part) sont encore hors d'atteinte de nos techniques de détections. La figure I.9 montre bien que l'amélioration des techniques permet de détecter des objets de moins en moins massifs, on compte même quelques détections récentes de planètes de masse terrestre ou

inférieure. Mais cette figure montre aussi que la détection d'une planète semblable à la Terre autour d'une étoile comme le Soleil est encore extrêmement rare et difficile.

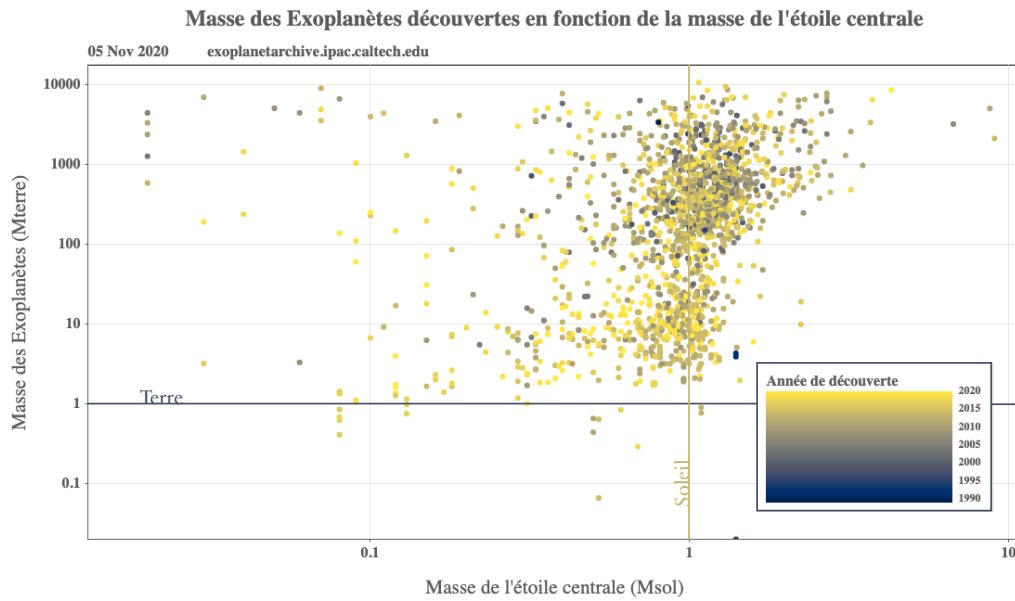


FIGURE I.9. – Evolution des exoplanètes confirmées

Représentation de la masse des objets détectés en fonction de la masse de l'objet central, toutes techniques confondues - source exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

Complémentarité des méthodes

Comme expliqué précédemment, chaque méthode de détection permet de sonder une certaine gamme de paramètres planétaires ou stellaires. Par exemple, la méthode par imagerie directe est plus performante pour les masses planétaires importantes à grande séparation (ronds oranges en haut à droite dans la figure I.8), alors que la méthode par transit est plutôt efficace à courte séparation (carrés verts à gauche dans la figure I.8). Plusieurs techniques permettent de couvrir des domaines de paramètres planétaires. Ainsi, en couplant des méthodes il est possible de caractériser davantage les systèmes planétaires comme l'exemple du système Beta Pictoris (LAGRANGE et al., 2020). La première planète externe, β Pictoris b a été imagée pour la première fois en 2009 (LAGRANGE et al., 2009), la seconde planète interne β Pictoris c a été découverte par la méthode des VR (LAGRANGE et al., 2019) et finalement, une analyse complète du système (objets détectés et limites de détection) a été réalisée en combinant les méthodes de VR, d'interférométrie et d'imagerie à haut contraste (LAGRANGE et al., 2009).

Le recouvrement entre la méthode des VR et celle des transits est aujourd'hui très utilisé car il permet d'obtenir à la fois la masse projetée et le diamètre pour déterminer la densité des exoplanètes de faibles masses à courte séparation (DITTMANN et al., 2017, WINTERS et al., 2019, ASTUDILLO-DEFRU et al., 2020). Des recouvrements sont possibles entre les

suivis VR (HARPS par exemple) et ceux par transit (projets TESS (RICKER et al., 2014) et PLATO (RAUER et al., 2016)). Le recouvrement est aussi possible pour les planètes de masse plus importante à plus grande séparation (SANTERNE et al., 2016) mais la très faible probabilité de transit dans ces domaines (souvent inférieure à 1% pour les Jupiters ou Neptunes) réduit considérablement les échantillons.

En plus de la caractérisation des systèmes, la complémentarité des méthodes de détection permet finalement de sonder un domaine plus large que celui de chaque méthode prise individuellement. Même si certains domaines restent encore inaccessibles, le domaine total d'exploration permet d'avoir une vue d'ensemble des exoplanètes.

I.3 EXOPLANÈTES AUTOUR DES NAINES M

Dans ce travail de thèse je travaille sur un seul type d'étoiles : les naines M, appelées aussi naines Rouges. Les autres types d'étoiles ne sont pas abordés dans cette étude, même si elles peuvent présenter des problématiques similaires. Puisque la méthode des VR se base sur des données de l'étoile uniquement, il est primordial de connaître les caractéristiques des naines M.

I.3.1 Les naines rouges

"Le type spectral d'une étoile est une lettre donnée selon l'allure de son spectre et l'intensité de ses raies. Il permet de classer les étoiles en température. Des types les plus chauds aux plus froids on a : O B A F G K M L T." (d'après les Ressources Libres de l'Observatoire de Paris). On peut donc classer les étoiles en fonction de leur luminosité et de leur température, c'est la représentation du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) (figure I.10), la plus utilisée aujourd'hui (proposée par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell au début du XX^{ième} siècle). Cette figure représente les données de la deuxième Data Release (DR) de GAIA (COLLABORATION, 2018) qui rassemble le plus grand relevé photométrique et astrométrique réalisé à ce jour (plus d'un milliard de cibles).

Les naines M se situent tout en bas de la séquence principale, en bas à droite du diagramme HR (voir la figure I.10) car elles se caractérisent par une magnitude absolue plus faible que les autres (du dixième au millième de la luminosité de notre Soleil) et donc plus froides (température effective inférieure à 4000 K) en raison de leur faible masse (de 0.1 à 0.8 M_{\odot}). Il faut noter qu'il y a quasiment un ordre de grandeur de variation des masses des étoiles de cette classe. Leur spectre se caractérise par la présence de nombreuses raies moléculaires et le flux maximal est dans le domaine infra-rouge (voir figure I.11). Elles ont cependant suffisamment de flux dans le domaine visible ($400 < \lambda < 800$ nm environ) pour être observées.

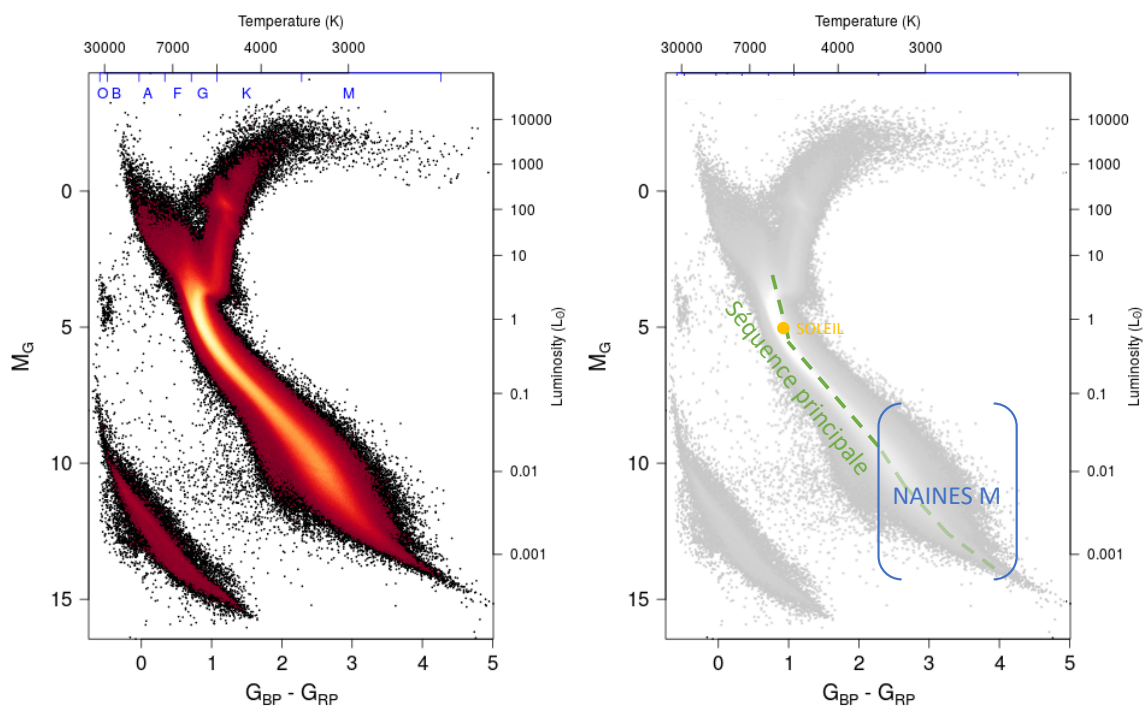


FIGURE I.10. – Diagramme Hertzsprung-Russell

Représentation en diagramme HR des 212728 étoiles du relevé de la DR2 de GAIA COLLABORATION, 2018, DR2 issue de BABUSIAUX et al., (2018).

1.3.2 La recherche d'exoplanètes autour des naines M

Dans le voisinage solaire, les naines M représentent à elles seules 80% de la population stellaire (HENRY et al., 1994, CHABRIER et al., 2000) soit plusieurs centaines d'étoiles à quelques dizaines de parsecs autour de notre système solaire. Elles sont donc un support privilégié pour les analyses statistiques telles que cette étude. La première exoplanète découverte par méthode de VR autour d'une naine M, GJ 876 (DELFOSE et al., 1998a, MARCY et al., 1998, MARCY et al., 2001), prouve dès lors que leur petite masse n'empêche en rien la formation de systèmes planétaires. Les quelques dizaines de systèmes détectés aujourd'hui autour des naines M montrent une population planétaire légèrement différente des étoiles plus massives : peu de géantes proches et beaucoup d'exoplanètes telluriques (ENDL et al., 2006, DRESSING et al., 2013, PETIGURA et al., 2013, MULDER et al., 2015, GAIDOS et al., 2016). J'étaye ces propriétés au chapitre II consacré aux précédentes études statistiques de naines M réalisées ces dernières années.

Avant de présenter la statistique de ces étoiles, il faut aborder l'intérêt de l'étude des naines M dans la recherche d'exoplanètes. Comme expliqué dans la section précédente, lors de la mesure de VR, le signal d'une exoplanète est directement lié à sa distance à l'étoile et au rapport de masse du couple étoile-exoplanète. Je présente la comparaison

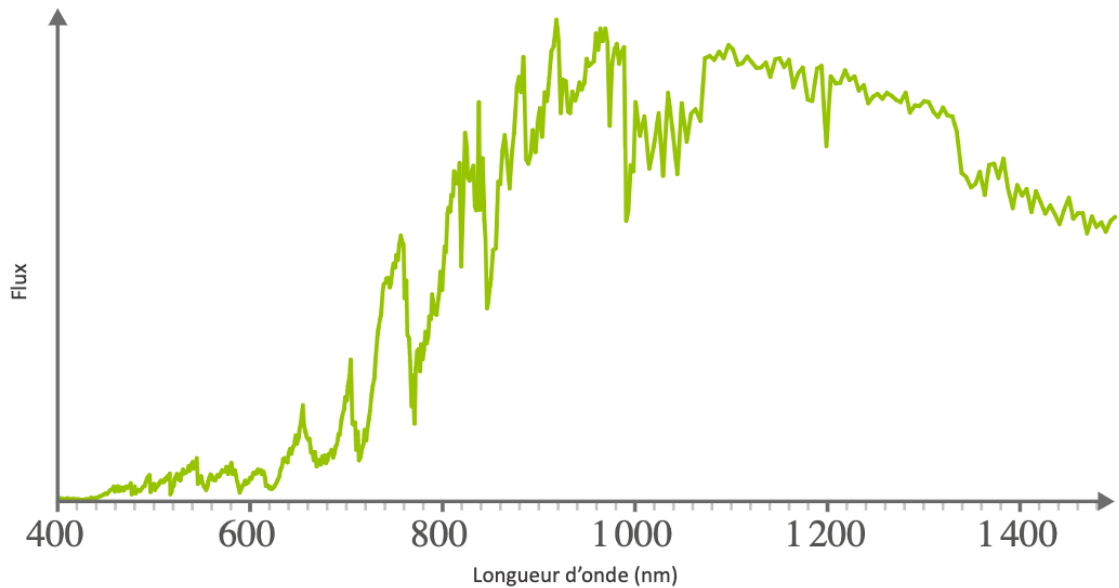


FIGURE I.11. – Spectre d'une naine M

Intensité lumineuse typique des naines M est finalement beaucoup forte dans le domaine proche IR (0.7 à 1.6 μm) que dans le domaine visible (400 à 800 nm environ). Le continuum y est très difficile à estimer à cause de la multitude de raies présentes et du peu de flux émis.

des signaux obtenus pour une même exoplanète dans la Zone Habitable (ZH) d'une étoile semblable au Soleil (type G2) et celle d'une naine M (type M6) dans la figure I.12. La ZH d'une étoile correspond à la couronne dans laquelle doit se situer l'exoplanète pour que l'eau en surface y soit à l'état liquide. Cette zone dépend donc principalement de la nature de l'étoile (KASTING et al., 1993). Plus l'étoile est chaude, plus la zone en est éloignée ; plus elle est froide, plus la zone en est proche. Les conditions d'habitabilité sont bien sûr bien plus complexes à définir et ne seront pas abordées dans ce travail.

La précision des spectromètres a gagné un facteur dix en trente ans passant d'une dizaine de mètres par seconde à moins d'un mètre par seconde. Un signal de 0.4 m/s d'amplitude qui correspond à celui d'une grosse exoterre dans la ZH d'une étoile de type solaire est quasiment indétectable aujourd'hui. Cependant, la détection d'un signal de 2.5 m/s comme celui de cette même grosse exoterre dans la ZH d'une naine M est d'ores et déjà à notre portée. On retient comme exemple le système GJ 54.1 détecté par VR en 2017 (ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017c) composé de trois planètes de masses comprises entre 0.75 et 1.14 M_{\oplus} orbitant autour d'une naine M de 0.13 M_{\odot} . La faible luminosité des naines M et la proximité de ces systèmes permet même d'envisager leur caractérisation par la méthode des transits depuis l'espace, avec une approche similaire au projet de caractérisation des atmosphères des sept planètes du système TRAPPIST-1 par le futur télescope James Webb Space Telescope (JWST) (GILLON et al., 2020).

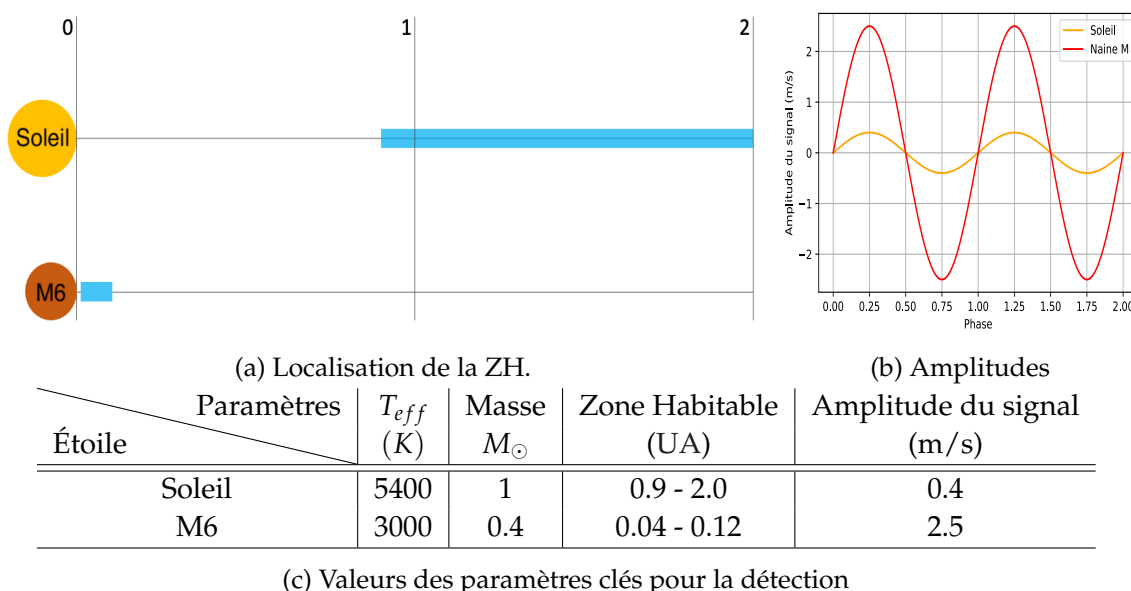


FIGURE I.12. – Détection en Zone Habitable

La ZH (en bleu clair sur le schéma I.12a) autour d'une étoile de type solaire se situe entre 0.9 et 2 UA. Pour une naine M, cette zone se situe entre 0.04 et 0.12 UA. Le signal en VR d'une exoplanète de $3 M_{\oplus}$ en ZH autour d'une naine M (en rouge sur le graphique b) est considérablement plus important que celui de cette même exoplanète dans la ZH d'une étoile de type solaire (en orange).

I.4 ACTIVITÉ STELLAIRE : LIMITATION POUR LA DÉTECTION INDIRECTE

La détection d'exoplanètes de type Terre en ZH par méthode de VR semble aujourd'hui théoriquement faisable en les cherchant autour d'étoiles de plus faible masse avec les dernières générations d'instruments permettant d'atteindre la stabilité nécessaire à leur détection. Malheureusement, le problème n'est pour autant pas complètement résolu, les mesures de VR contiennent à la fois du bruit instrumental, des signaux dynamiques képlériens (dans le cas d'un système planétaire), et des signaux plus complexes dus aux phénomènes intrinsèques à l'étoile : l'activité stellaire magnétique. Le Soleil est l'étoile la plus utilisée pour étudier les phénomènes liés à l'activité magnétique et nous permet de poser quelques bases utiles pour l'analyse de l'activité des naines M.

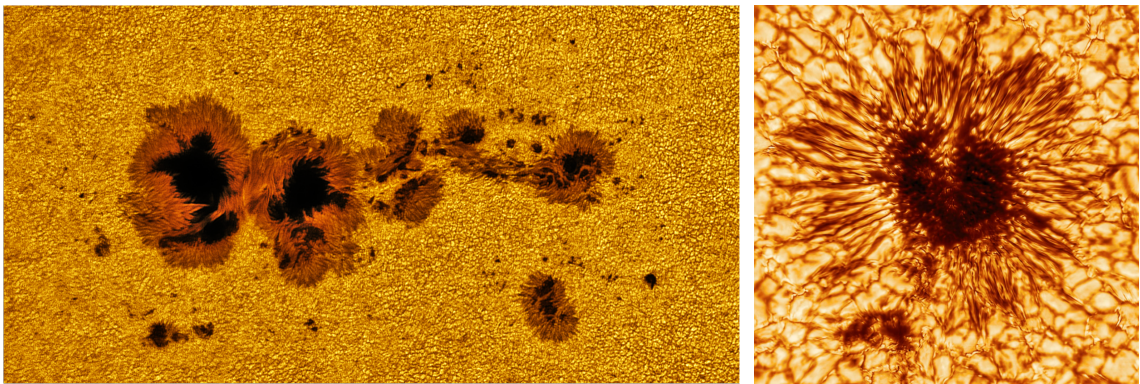
I.4.1 Phénomènes liés à l'activité solaire magnétique

Le Soleil est une étoile de type G qui se compose d'un cœur radiatif et d'une enveloppe convective séparés par une limite appelée tachocline. Sa rotation, liée au mouvement turbulent convectif du plasma de la zone convective, crée et maintient un champ magnétique global et dipolaire par processus dynamo. La rotation différentielle tord les lignes

de champ magnétique de la tachocline, créant ainsi des tubes de flux magnétique qui vont émerger de la tachocline vers la photosphère (modèles $\alpha - \omega$ PARKER, 1955, STEENBECK et al., 1969, CHARBONNEAU et al., 1997). Je présente dans les paragraphes suivants les principales structures photosphériques qui résultent de la présence de ces tubes de flux dans les régions actives (toujours dans le cas solaire).

Taches

Les tubes de flux magnétique remontant jusqu'à la photosphère entraînent la formation de zones de fort champ magnétique de surface (de l'ordre de 1 à 2 kG), créant des zones sombres appelées taches (montrées en figure I.13). Ces taches sont sombres car le champ magnétique fort bloque la convection dans ces régions, et finalement l'énergie normalement transportée sous forme convective, y est bloquée également. Il s'agit d'un phénomène surfacique local repérable dans le domaine visible à cause de la différence de température mais qui n'a pas d'impact particulier sur la chromosphère. Dans le cas solaire, le gradient de température de la surface avec le centre sombre de la tache peut atteindre 1500 K, et environ 1000 K avec la pénombre entourant le centre.



(a) Taches solaires - 2014

(b) Tache solaire - 2020

FIGURE I.13. – Taches Solaires - Photosphère

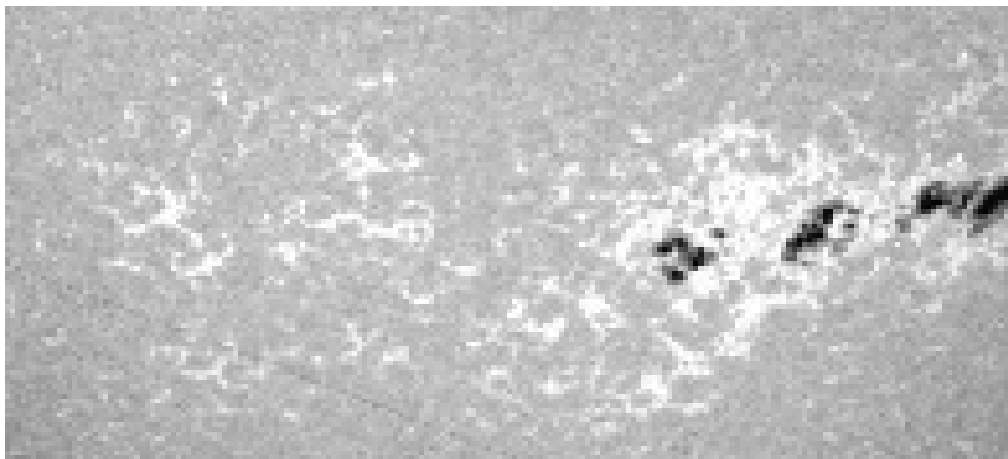
À gauche : Ensemble de taches solaires imagées par Karzaman Ahmad à l'aide du télescope Celestron C11 à l'Observatoire National de Langkawi - 03/02/2014. À droite : Tache solaire imagée par le télescope Inouye le 28 janvier 2020. NSO, Aura, National Science Foundation (NSF)

Le nombre et la position des taches solaires sont suivis depuis près de 300 ans. Les relevés montrent que la taille des taches varie (jusqu'à quelques dizaines de milliers de km), ainsi que leur nombre, leur distribution spatiale mais aussi leur durée de vie (de quelques jours à quelques semaines).

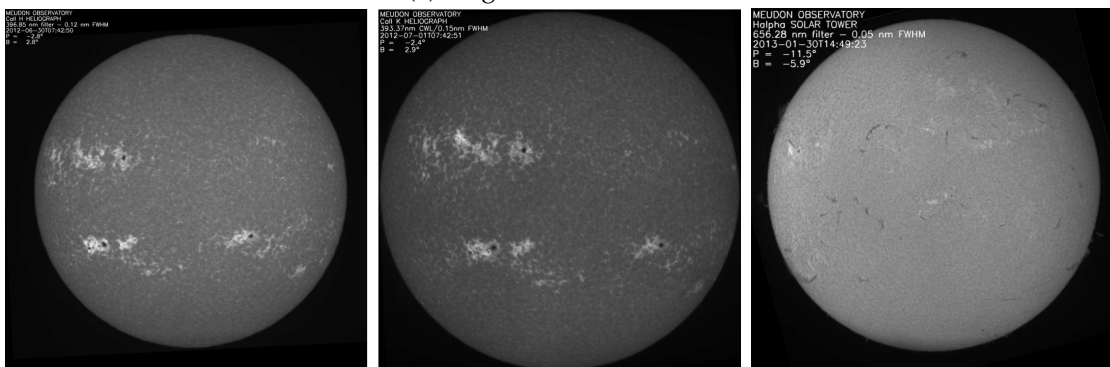
Facules photosphériques et plages chromosphériques

Les facules solaires sont des événements photosphériques provoqués par l'émergence de petits tubes de flux magnétique. Elles sont plus chaudes que la photosphère car le champ magnétique y est également fort, mais la petite taille des tubes de flux (inférieur à quelques centaines de km) permet un chauffage de l'intérieur des tubes par les parois.

Elles sont plus petites que les taches mais bien plus nombreuses et regroupées en régions très étendues (plusieurs centaines de milliers de kilomètres). Elles sont donc aussi localisées dans les régions actives mais contrairement aux taches, elles sont peu repérables dans le domaine visible car le gradient de température est faible (d'une centaine de Kelvin seulement). Le contraste d'une plage est plus élevé sur les bords qu'au centre du disque apparent contrairement aux taches. Mais le chauffage de la chromosphère qu'elles provoquent est repérable dans les raies caractéristiques des espèces chauffées : superposition de raies en émission au fond des raies d'absorption. Ainsi, ces facules, appelées plages dans la chromosphère, sont observables aux longueurs d'ondes de certains éléments, en utilisant les filtres correspondant : Hydrogène, Calcium et Sodium principalement (voir figure I.14).



(a) Plages et taches solaires



(b) Ca II H - 2012

(c) Ca II K - 2012

(d) $H\alpha$ - 2013

FIGURE I.14. – Taches Solaires

Spectrohéliogrammes réalisés à l'observatoire de Meudon (source : MALHERBE, 2014). De gauche à droite : filtres Calcium II raie H, Calcium II raie K, Hydrogène raie $H\alpha$

Dans le cas solaire, la surface totale de plages est bien supérieure à celle des taches (en moyenne d'un facteur dix) comme on peut le remarquer sur les clichés des figures I.14

où les plages apparaissent plus claires, composées de petits motifs (correspondant aux facules) et situées à des latitudes assez basses (comme les taches).

Filaments

Les magnétogrammes réalisés par effet Zeeman cartographient le champ magnétique de surface du Soleil et mettent en évidence les oppositions de polarité au sein des zones actives. Dans la chromosphère, la matière se retrouve parfois piégée entre deux zones de polarité magnétique opposée créant ainsi des filaments de matière très dense avec un champ magnétique faible dans la couronne. Les filaments absorbent l'hydrogène et correspondent aux petites structures longues, fines et sombres sur le spectrohélogramme de la figure I.14d. Ces structures correspondent à des protubérances dont on peut voir le profil d'arche lorsqu'elles se situent au limbe. Les filaments désignent la forme apparente de ces structures sur le disque solaire, vu comme des lignes assez fines. Les plus gros filaments solaires sont observés plutôt aux hautes latitudes, ceux à plus basse latitude situés entre les régions actives sont beaucoup plus petits. Le comportement antagoniste des filaments vis à vis de la raie d'Hydrogène est une notion clé sur laquelle je reviendrai dans le chapitre V.

Flares

Les éruptions solaires (appelées "flares" dans cette étude) sont des phénomènes stochastiques caractéristiques d'une forte émission de matière au niveau de la couronne solaire lors d'évènements magnétiques intenses. Ce phénomène éruptif très rapide (allant jusqu'à quelques heures) se repère donc souvent dans les régions actives mais reste encore très difficile à prévoir. Le dégagement d'énergie d'un flare varie sur une échelle de temps très courte, et l'intensité peut varier d'un évènement à l'autre (CAUZZI et al., 1995, FALCHI et al., 1997). J'explique les conséquences de ces phénomènes et le traitement particulier appliqué à la méthode d'analyse globale dans le chapitre V.

Granulation

Les cellules de convection de la photosphère solaire créent un phénomène de granulation de surface. Les cellules visibles sur la figure I.15, d'environ 1000 km, se composent au centre d'une large zone d'émergence de flux très brillante (où le plasma présente un mouvement ascendant), cerclée d'une fine zone sombre où la matière redescend vers l'intérieur. Ces cellules traduisent la convection turbulente de surface et évoluent très rapidement (durée de vie pouvant aller jusqu'à un peu plus de dix minutes).

La lumière provenant des zones d'émergence est décalée vers le bleu alors que celle provenant des zones de flux descendant est décalée vers le rouge par effet Doppler. Le contraste ainsi que le rapport surfacique entre ces deux zones provoquent un décalage global vers le bleu du spectre intégré de la lumière solaire (appelé "convectif blueshift") connu depuis longtemps (DRAVINS et al., 1981, DRAVINS, 1982). Ce phénomène n'est pas directement lié à l'activité stellaire magnétique. Cependant, les taches et les facules provenant d'émergence de tubes de flux, et de zones à fort champ magnétique plus générale-

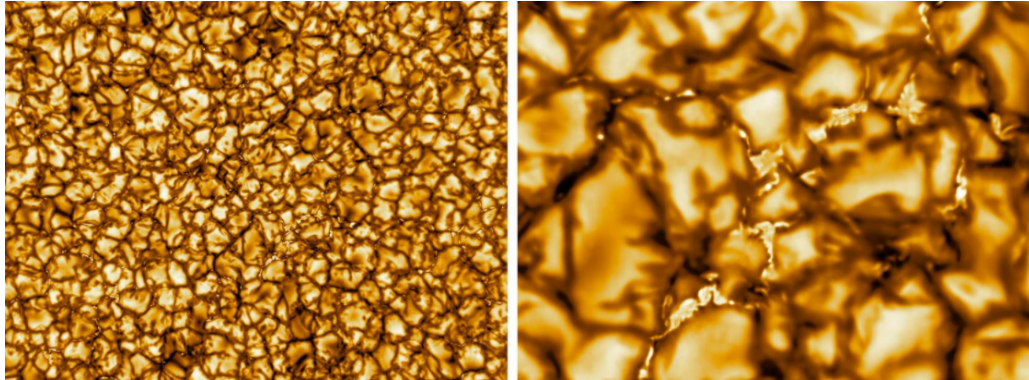


FIGURE I.15. – Granulation solaire

Granulation solaire imagée par le télescope Daniel K. Inouye Solar Telescope (DKIST) lors de ses premières lumières NSO, Aura, NSF

ment inhibent localement le phénomène de convection (MEUNIER et al., 2017b, MEUNIER et al., 2017a). Le décalage global vers le bleu peut varier au cours du temps suivant le nombre et l'étendue des zones actives.

1.4.2 Échelle de temps des évènements

Au delà des durées de vie individuelles des phénomènes liés à l'activité stellaire, il est possible d'étudier leur évolution sur différentes bases de temps.

Cycles d'activité

Le suivi des taches et des plages solaires montre une alternance liée au processus dynamo (CHARBONNEAU, 2010) entre des phases très actives (caractérisées et repérées par un très grand nombre d'évènements) et des phases beaucoup plus calmes. L'alternance de ces phases, ou cycle d'activité, a une périodicité de 11 ans environ dans le cas solaire. Au cours de ce cycle, en plus de la variation de leur nombre, la position des taches évolue : elles apparaissent à moyenne latitude (30-40 degrés) en début de cycle, puis apparaissent à des latitudes de plus en plus proches de l'équateur. Il y a donc une migration de la zone de présence des taches, comme le montre le diagramme papillon du Soleil (voir figure I.16).

Ces variations au cours du cycle impactent à la fois la chromosphère et la photosphère de manière importante. En gardant en tête le cas solaire, je propose d'étudier la question des cycles d'activité des naines M au chapitre V de cette thèse dans une première caractérisation à long terme des indices chromosphériques sur un large échantillon.

Période de rotation de l'étoile

Le cœur radiatif du Soleil est supposé en rotation solide alors que l'observation des taches a montré que la rotation de l'enveloppe convective est différentielle. Le suivi des

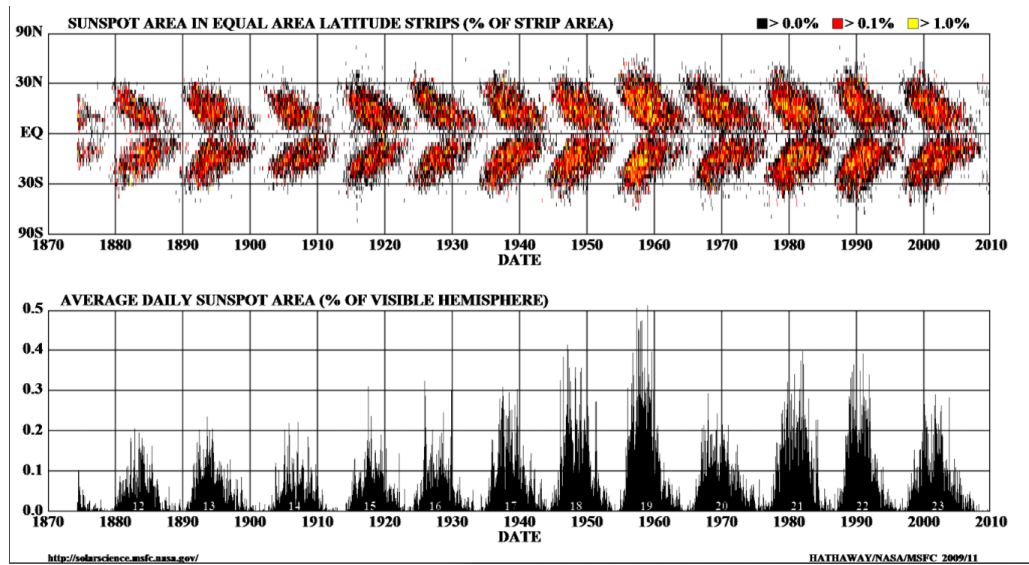


FIGURE I.16. – Cycle Solaire

Évolution spatiale et numérique des taches ces 150 dernières années. Migration des taches vers l'équateur en figure du haut et évolution de la surface équivalente des taches au cours des cycles en bas.

taches d'un jour à l'autre a montré que celles à l'équateur présentent une rotation plus rapide que celles situées à plus haute latitude. Dans des cas autres que le Soleil, le suivi des taches peut finalement permettre d'estimer la période de rotation, voire même parfois de mesurer la rotation différentielle. Je m'intéresse à l'identification et à l'étude de la période de rotation des naines M au chapitre V de cette thèse dans une étude de la périodicité des indices chromosphériques et photosphériques.

I.4.3 Conséquences drastiques sur la détection indirecte d'exoplanètes

Alors que la photosphère du soleil est résolue, nous n'avons pas aujourd'hui la résolution spatiale nécessaire pour décrire visuellement les phénomènes surfaciques des naines M. Il vient donc naturellement l'interrogation de ce qu'il en est pour ces autres étoiles. La détection indirecte d'exoplanète se base uniquement sur les observables spectroscopiques (méthode des VR) ou photométriques (transit) de l'étoile hôte. De ce fait, les éventuelles perturbations chromosphériques ou photosphériques présentées précédemment peuvent avoir des conséquences sur la détection des exoplanètes par les méthodes indirectes.

Impact sur la photométrie

Les suivis photométriques tracent les variations de luminosité de l'étoile. Partant du principe qu'une tache sombre masque une partie du disque apparent de l'étoile, elle engendre une légère baisse de la luminosité. Il est donc possible, par suivi photométrique d'estimer la période de rotation de l'étoile comme l'immense étude des 133 030 cibles Ke-

pler de A. McQuillan (MCQUILLAN et al., 2014) qui a permis d'obtenir un peu plus de 30 000 périodes de rotation issues des données photométriques. À plus grande échelle de temps et de variation, les suivis photométriques permettent d'estimer des alternances entre périodes plus ou moins actives. Comme évoqué en section I.2.1, un transit se repère par la baisse de luminosité engendrée par le passage du disque opaque apparent de l'exoplanète devant celui de l'étoile. Les deux événements ne peuvent être confondus en raison du contraste et des temps caractéristiques : de l'ordre de la période de rotation pour la tache, quelques minutes pour le transit. Cependant, la variation du nombre de taches, ou simplement de la surface totale couverte de taches empêche de connaître la luminosité exacte de l'étoile et peut donc gêner la caractérisation de l'exoplanète (profondeur du transit par exemple, OSHAGH et al., 2016).

Conséquences sur la mesure de la vitesse radiale

Lors de la mesure de la vitesse radiale, le spectre analysé correspond à l'intégration du disque apparent de toute l'étoile. Toute perturbation dans le spectre obtenu de l'étoile lors de l'observation risque d'avoir des conséquences dans la mesure du décalage Doppler du spectre. La série temporelle de VR peut donc être le résultat de plusieurs signaux planétaires et intrinsèques, parfois appelé "Jitter-RV d'activité" et le plus souvent estimé en fonction du niveau moyen d'activité (SANTOS et al., 2000, WRIGHT, 2005). Pour les signaux provenant de phénomènes surfaciques, le piège est double : l'amplitude du signal peut être comparable ou supérieure au signal d'une terre, mais sa périodicité (proche de la période de rotation de l'étoile) peut aussi correspondre avec celle recherchée (LAGRANGE et al., 2010). Ce fut le cas pour GJ 667 C d, proposée en 2013 (DELFOSSE et al., 2013) mais réfutée en 2014 (ROBERTSON et al., 2014) et pour GJ 581 d (f,g) proposée en 2007 (UDRY et al., 2007) et réfutée quelques années plus tard (BALUEV, 2013, ROBERTSON et al., 2014). Je détaille les effets de l'activité stellaire sur la mesure de la VR au début du chapitre V.

1.4.4 Projet crucial pour la détection par vitesse radiale autour des naines M

L'analyse de la participation de l'activité stellaire à la variation de la vitesse radiale mesurée est étudiée depuis plus de dix ans maintenant, mais l'amélioration de la précision des instruments de détection en fait aujourd'hui une étude nécessaire et incontournable pour les prochaines détections. Partant du principe que le signal en vitesse radiale peut contenir à la fois la signature des phénomènes intrinsèques et celle d'une dynamique képlérienne, il faut utiliser d'autres indicateurs propres à l'activité stellaire comme les indices chromosphériques. Je propose d'aborder cette problématique dans le dernier chapitre de ma thèse (chapitre V), en utilisant l'échantillon et tous les spectres rassemblés pour cette étude. Les précisions instrumentales atteintes aujourd'hui ne permettent plus de négliger l'activité stellaire des études VR. Je prends donc en compte ces effets tout au long de ce travail, l'hypothèse d'une conséquence de l'activité étant envisagée à chaque étape de cette étude.

MON TRAVAIL DE THÈSE

L'objectif principal de cette thèse est de construire une nouvelle statistique d'occurrence planétaire des naines M observées avec HARPS en me basant sur les méthodes d'analyse des séries de vitesse radiale de précédentes études.

Pour cette nouvelle analyse, je commence par rassembler un échantillon de plus de 400 étoiles observées par HARPS depuis 2003 rassemblant plus de 15000 spectres. Pour gérer un tel volume, j'ai mis au point des procédures automatiques de téléchargement et de tri des données (chapitre II) avant d'extraire les VR. Ces procédures sont suffisamment dynamiques pour effectuer une mise à jour à tout moment, ou encore ajuster les paramètres de tri.

L'analyse des séries de VR de chaque étoile se fait en deux analyses systématiques : l'étude des variations à long terme, puis l'étude des variations périodiques (chapitre III). Ces étapes d'analyse des séries m'ont permis de retrouver environ 92% des systèmes déjà détectés (et 80% des planètes) et publiés avec les données HARPS, ainsi que de mettre en évidence de nouvelles candidates.

À la suite de ces analyses automatiques des séries, j'ai pu construire les limites de détection de ce nouvel échantillon et la statistique d'occurrence qui en découle (chapitre IV). La taille de ce nouvel échantillon et le grand nombre de découvertes récentes m'ont poussé à revoir la construction de la statistique d'occurrence et d'en présenter finalement deux versions complémentaires.

Pour finir, cette étude poussée des séries de VR des naines M m'a fait prendre conscience de la participation indissociable de l'activité stellaire à la recherche d'exoplanètes. J'ai donc également commencé à appliquer les analyses systématiques que j'ai développées pour les séries de VR aux séries d'indices chromosphériques afin de commencer à caractériser les effets de l'activité stellaire (chapitre V). J'ai pu finaliser l'analyse des variations à long terme et commencer une nouvelle étude périodique des indices que je considère comme l'ouverture évidente de ce travail de thèse.

II

ÉCHANTILLON DE NAINES M AU VOISINAGE SOLAIRE OBSERVÉ AVEC HARPS

"À force de taper dans rien, il finit toujours par en sortir quelque chose. Et
réciproquement."

Proverbe Shadokéen - Jacques Rouxel

Sommaire

II.1	État des lieux	33
II.1.1	Une mise à jour nécessaire de la statistique d'occurrence obtenue par la méthode des vitesses radiales	33
	Travaux précédents de référence : de la construction de l'étude à sa généralisation	33
	Taux d'occurrence en vitesse radiale avec HARPS	34
	Taux d'occurrence en vitesse radiale avec CARMENES	34
	Les études complémentaires : taux d'occurrence en transit	35
II.1.2	De la statistique d'occurrence aux scénarii de formation planétaire	36
	De nombreuses planètes de faible masse à courte séparation autour des naines M	37
	Peu de Jupiters chauds autour des naines M	38
II.2	Le vélocimètre à haute résolution chercheur d'exo-planète : HARPS	39
II.2.1	L'instrument	39
II.2.2	Mesure de la vitesse radiale avec HARPS	39
	Méthode CCF	40
	Limites de la méthode CCF	41
	Le "template-matching"	41
	Sources d'erreurs et calcul d'incertitudes	43
II.3	Création de l'échantillon et gestion des données HARPS	43
II.3.1	Rassembler les cibles naines M	43
II.3.2	Données HARPS	44
	Téléchargement des données	44
	Tri des données téléchargées	44
II.3.3	Gestion du changement de fibres	45
	Impact du changement de fibres dans les données	46

	Conséquences sur l'extraction des VR	46
	Bilan	47
II.4	Description de l'échantillon	48
II.4.1	Paramètres physiques	48
	Magnitudes	49
	Masses	50
II.4.2	Complétude de l'échantillon HARPS	50
	Population estimée	50
	Complétude des programmes d'observation HARPS	51

INTRODUCTION

Pour commencer cette étude statistique, je présente dans ce chapitre les travaux précédents effectués sur de vastes échantillons de naines froides observées en VR et en transit (section II.1).

Je présente ensuite l'instrument HARPS dont toutes les données exploitées durant cette thèse proviennent (section II.2). Dans cette section II.2 je présente également la méthode d'extraction de la VR utilisée dans la DRS de HARPS ainsi qu'une nouvelle méthode mise au point en 2016, utilisée dans ce travail.

Ensuite, je décris la construction de l'échantillon d'étude, depuis la sélection des cibles jusqu'aux procédures de téléchargement et de tri des données (section II.3). Dans cette section II.3 j'aborde également les conséquences de la mise à jour de l'instrument en Mai 2015 sur cette étude statistique.

Je termine ce chapitre par la description physique de l'échantillon rassemblé pour cette étude (section II.4). Dans cette dernière section j'aborde aussi la question de la complétude de l'échantillon vis à vis de la population de naines M au voisinage solaire.

II.1 ÉTAT DES LIEUX

Au delà des découvertes individuelles d'exoplanètes, les études statistiques sur de grands ensembles sont de précieuses sources pour contraindre les modèles de formation planétaire. La fréquence d'occurrence des planètes est une donnée cruciale qui ne peut être établie qu'en étudiant de manière systématique de très grands ensembles les plus homogènes et les plus complets possibles. Je montre dans cette première partie les enjeux de ces grandes études statistiques.

II.1.1 Une mise à jour nécessaire de la statistique d'occurrence obtenue par la méthode des vitesses radiales

Ce travail de thèse se base sur des études en VR de grands échantillons effectuées ces vingt dernières années, et notamment le grand relevé de naines M obtenu avec HARPS par BONFILS et al., (2013b). J'en reprends en effet la méthode d'analyse pour prolonger et déterminer la statistique d'occurrence planétaire autour des naines M avec un échantillon plus large.

Travaux précédents de référence : de la construction de l'étude à sa généralisation

Cette thèse reprend la structure d'une analyse de la variabilité à long terme de la VR proposée en 1999 par CUMMING et al., (1999) à partir des VR de 76 étoiles de type solaire, observées pendant 11 ans à l'observatoire du Lick. L'équipe reprend cette étude en 2008 avec un échantillon étendu aux types spectraux F à M basé sur les observations du télescope du Keck (CUMMING et al., 2008). Peu de temps après, en 2009, cette même méthode d'analyse est proposée sur un suivi de 40 étoiles de type M, suivies par HARPS

et Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) (spectrographe à échelle installé au VLT) par ZECHMEISTER et al., (2009a). Dans son étude, M. Zechmeister propose une nouvelle étape d’analyse périodique à la suite de l’analyse de la variabilité long terme des études précédentes. Finalement, cette étude est reprise dans BONFILS et al., (2013b) sur un large échantillon de naines M observées avec HARPS : 102 cibles, rassemblant environ 2000 vitesses radiales sur un suivi de 6 ans obtenu durant le Guaranteed Time Observation (GTO) (01.2003 à 04.2009). Cette étude a été reprise il y a peu par SABOTTA et al., (2021) sur un échantillon de 71 naines M suivies avec CARMENES observées pendant 5 ans. Je présente les grandes lignes des résultats de ces deux études dans les paragraphes suivants et je comparerai mes résultats à ces analyses plus en détail dans le chapitre IV.

Taux d’occurrence en vitesse radiale avec HARPS

Cette étude de 2013 est le travail de référence pour toute cette thèse. La figure II.1, extraite de l’étude, présente les taux d’occurrence construits grâce aux 9 détections antérieures à 2013 et aux 11 proposées dans l’étude. Elle est construite sur un échantillon de 102 étoiles (et environ 2000 vitesses). Je propose une première lecture de ces taux dans la section suivante et je décris sa construction plus en détail dans le chapitre IV. L’enjeu principal de cette thèse est donc de mettre à jour ces taux d’occurrence avec les détections publiées depuis et celles proposées dans cette thèse, sur un échantillon plus vaste en nombre de cibles et en couverture temporelle, que je présente à la fin de ce chapitre.

Cette étude ne compte aucune planète massive ($M_p > 100 M_{\oplus}$) parmi les 102 étoiles rassemblées et prédit donc des taux d’occurrence de Jupiter chauds inférieurs à 1% autour des naines M. Ce manque a déjà été observé (ENDL et al., 2006) et je propose à nouveau de le vérifier au cours du chapitre IV.

Les taux d’occurrence annoncés des planètes de faible masse ($M_p < 10 M_{\oplus}$) à courte période ($p < 100$ jours) sont quant à eux très élevés mais les encadrements à 1σ de ces taux sont très larges à cause des faibles pourcentages de limite de détection de l’époque dans ce domaine.

Taux d’occurrence en vitesse radiale avec CARMENES

Alors que la mise à jour de la statistique d’occurrence du relevé HARPS est effectuée dans cette thèse en chapitre IV, les statistiques en VR d’autres instruments ont été construites sur le même principe. Parmi celles-ci, la plus récente concerne les données de VR de CARMENES établie en Juin 2021 par SABOTTA et al., (2021). Parmi les 329 naines M suivies, ils ont sélectionné les 71 observées plus de 50 fois, rassemblant 27 planètes détectées autour de 21 systèmes.

Cette étude rapporte des taux d’occurrence très élevés pour les planètes de faibles masses : environ $132\%_{-32}^{+33}$ de planètes de masse comprise entre 1 et $10 M_{\oplus}$ à moins de 100 jours de période. Ces nouveaux taux dépassent les taux estimés par l’étude de 2013 mais sont en accord avec le nombre de détections indiqué en bas à gauche de la figure II.2 à de faibles pourcentages de limite de détection.

Concernant les planètes massives à grande période ($100 < M_p < 1000 M_{\oplus}$, $p < 1000$ jours de période), cette étude annonce des taux très faibles d’environ $6\%_{-3}^{+4}$, ce qui est cohérent

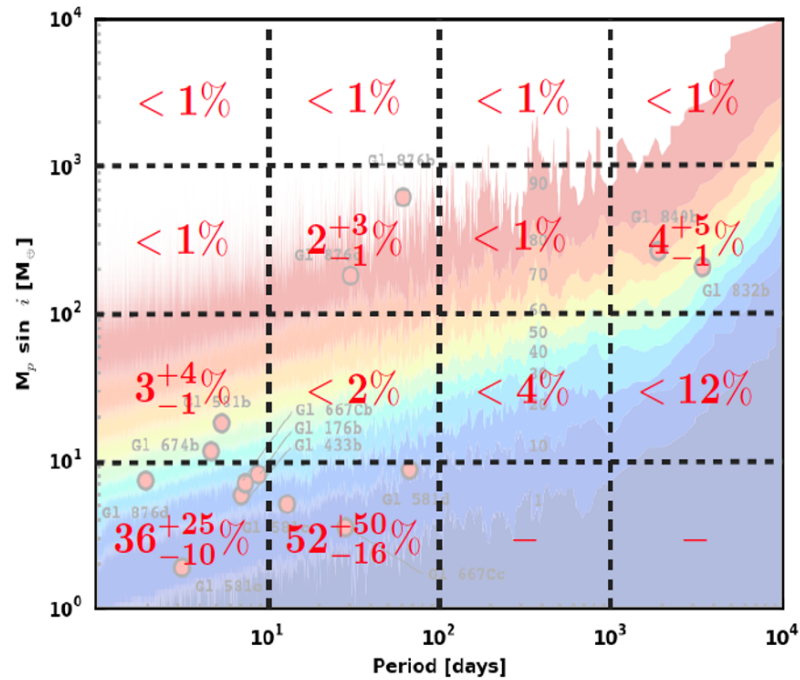


FIGURE II.1. – Taux d’occurrence en fonction de la masse projetée.

Étude statistique basée sur 102 cibles observées avec HARPS issue de BONFILS et al., (2013b). Dans chaque case, la valeur au centre indique le taux d’occurrence calculé. Par transparence, on aperçoit les limites de détections et les planètes détectées qui ont permis de construire ces taux.

avec l’absence de planètes détectées dans le coin supérieur droit de la figure II.2. Cette absence de détection peut être due à la durée du suivi de CARMENES, couvrant moins de 2000 jours. Ils estiment que ce taux pourrait être cinq fois plus grand (jusqu’à 30%) compte tenu de ce biais observationnel.

Je compare ces taux à ceux obtenus durant ma thèse (au chapitre IV) car l’échantillon HARPS possède maintenant un suivi de plus de 18 ans qui permet plus facilement de détecter des objets à de longues périodes.

Les études complémentaires : taux d’occurrence en transit

La méthode de détection par transit introduite dans le chapitre précédent permet d’obtenir le diamètre de l’exoplanète en plus de sa période orbitale. À l’aide des deux grands relevés Kepler il est donc possible d’obtenir des taux d’occurrence en fonction du diamètre des exoplanètes (DRESSING et al., 2013, MULDER et al., 2015, DRESSING et al., 2015, HSU et al., 2020). Ces études sont basées sur les relevés photométriques de plusieurs milliers de naines froides (environ 3500 pour DRESSING et al., 2013) et permettent de construire une statistique robuste à moins de 100 jours de période.

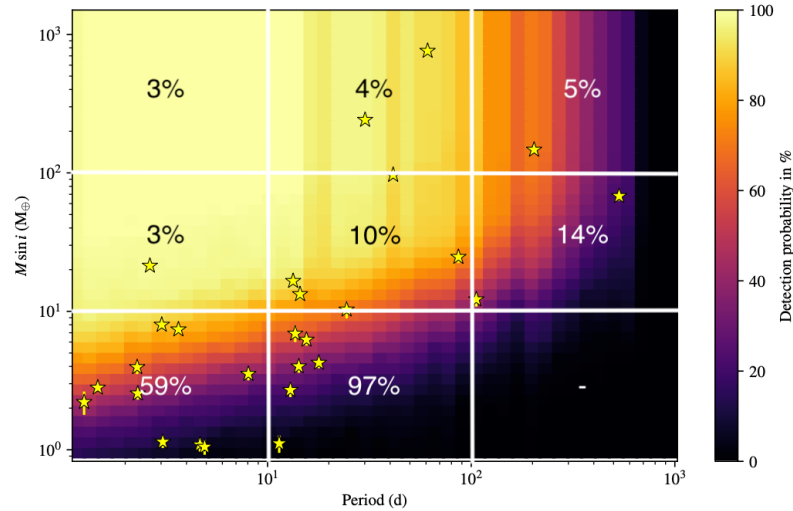


FIGURE II.2. – Cartographie du pourcentage de détection

Étude statistique basée sur 71 cibles observées plus de 50 fois avec CARMENES issue de SABOTTA et al., (2021). L'échelle de couleur indique le pourcentage de limite de détection sur laquelle j'ai rajouté les taux publiés.

Ces études (représentées en figures II.3 et II.4) sont en accord avec les études réalisées sur les données VR (BONFILS et al., 2013b et SABOTTA et al., 2021) et prédisent elles aussi l'augmentation de la fréquence d'occurrence avec la diminution du rayon (DRESSING et al., 2015). Le relevé Kepler suggère donc un taux de presque une planète tellurique par naine M à moins de 50 jours de période (MORTON et al., 2014), confirmé par la suite à environ $0.9_{-0.03}^{+0.04}$ planète de rayon inférieur à $4 R_{\oplus}$ par naine M (DRESSING et al., 2013).

Ces figures indiquent des taux d'occurrence dans des boites beaucoup plus petites que celles présentées dans les études réalisées en VR en raison de la sensibilité de la méthode de détection par transit aux courtes périodes (petites séparations). On retrouve des taux d'occurrence allant de 50% à 100% pour les planètes de moins de $1 R_{\oplus}$ à moins de 10 jours de période et un taux plus élevé pour ces mêmes objets au delà de 10 jours.

Il sera donc intéressant de comparer les taux d'occurrence obtenus dans cette thèse avec ces travaux récents basés sur les détections par transit même s'ils sont basés sur des naines M massives (précoces) et composés de très peu de naines M de très faible masse.

II.1.2 De la statistique d'occurrence aux scénarii de formation planétaire

La statistique d'occurrence des exoplanètes permet de savoir si un objet détecté représente une aberration ou une généralité, en tenant compte des limites de détection de la méthode utilisée. Je propose dans cette partie d'extraire quelques premières informations sur les travaux précédents avant de les mettre à jour dans le chapitre IV sur l'échantillon étendu.

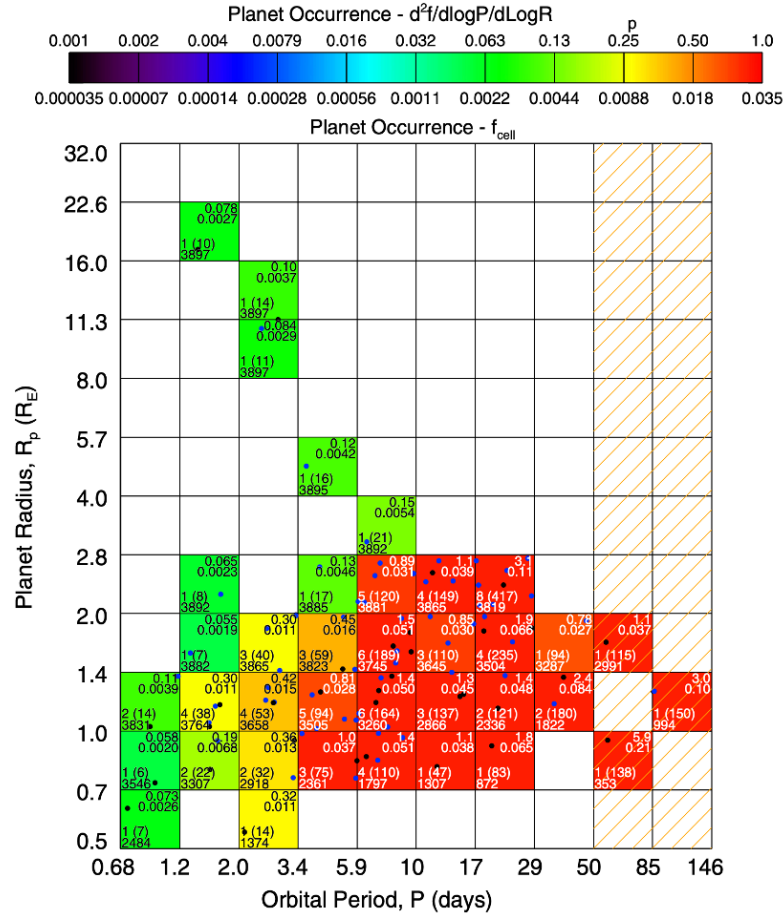


FIGURE II.3. – Taux d’occurrence planétaire en transit - 2013

Étude statistique des 3500 cibles des missions Kepler issue de DRESSING et al., (2013). Dans chacune des cases, à gauche, la valeur supérieure correspond au nombre de planètes détectées par transit, la valeur entre parenthèses indique le nombre attendu de planètes avec la correction géométrique et la valeur du bas indique le nombre de systèmes sondés. Le taux d’occurrence calculé est indiqué sur la deuxième ligne à droite et par la couleur de la case.

De nombreuses planètes de faible masse à courte séparation autour des naines M

La première conclusion évidente dans ces études statistiques est l’inhomogénéité de la répartition des objets en fonction de leur masse ou rayon et de leur période. Les études révèlent des taux d’occurrence maximaux à courte période et faible masse autour des naines M : jusqu’à 100% d’occurrence, compte tenu des limites de détection, à moins de 100 jours de période et moins de $10 M_{\oplus}$ (coin inférieur gauche sur la figure II.1). L’étude des données de VR de CARMENES (SABOTTA et al., 2021) annonce même plus récemment 133% dans ces mêmes gammes de masse et de période. Le processus de formation de naines M semble donc propice à la formation d’exoplanètes telluriques assez proches de l’étoile (comme évoqué dans le chapitre introductif). Ces exoplanètes sont actuellement

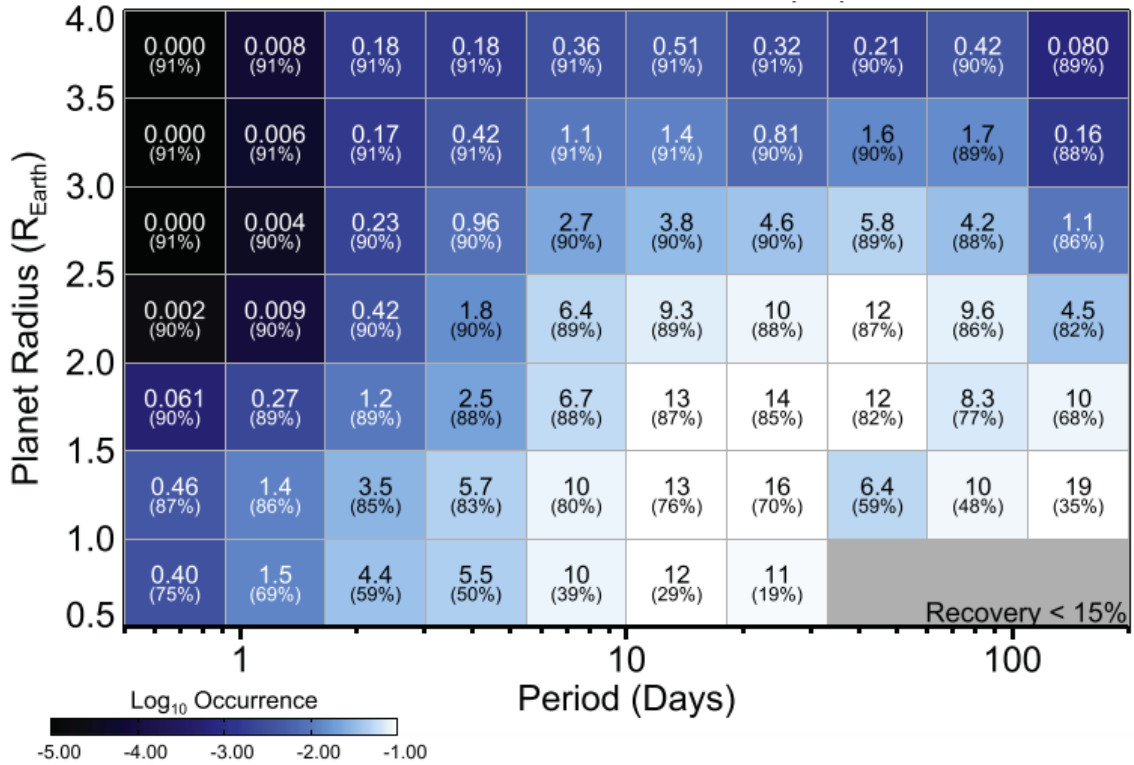


FIGURE II.4. – Taux d’occurrence planétaire en transit - 2015

Représentation des taux d’occurrence en fonction du rayon de la planète et de sa période orbitale issue de Kepler DR25. Illustration issue de DRESSING et al., (2015).

les principaux objets d’étude dans la compréhension de l’apparition de la vie lorsqu’elles se situent dans la zone habitable (SCALO et al., 2007, TARTER et al., 2007).

Peu de Jupiters chauds autour des naines M

Les Jupiters chauds décrits précédemment sont des objets massifs proches de leur étoile hôte ($p < 10$ jours et $M_p > 100 M_{\oplus}$). Dans l’étude BONFILS et al., (2013b), on ne compte aucune détection sur 102 cibles bien que ce domaine se situe au delà des 90% de limite de détection pour cette méthode. En d’autres termes, si de tels objets avaient existé, ils auraient été détectés avec plus de 90% de probabilité. Leur taux d’occurrence correspond donc à une limite supérieure statistique et est inférieur à 1% (dans le domaine supérieur-gauche sur la figure II.1). Le relevé CARMENES présenté dans SABOTTA et al., (2021) ne compte pas non plus de détection de Jupiter chaud parmi les 71 naines M de leur échantillon, c’est pourquoi le taux d’occurrence est à nouveau une limite supérieure de statistique. On compte à ce jour seulement cinq Jupiter chauds autour de naines M (d’après ZALESKI et al., 2020), quatre découverts par la méthode des transits et un par la méthode des VR. Les taux d’occurrence des Jupiter chauds autour d’étoiles d’autres types spectraux oscillent entre 0.4 et 0.8% ($0.71 \pm 0.31\%$ pour les étoiles de type G, $0.43 \pm 0.15\%$ pour les étoiles de type F selon ZHOU et al., 2019, $0.7 \pm 0.5\%$ autour d’étoiles de masse supérieure à $0.42 M_{\odot}$ selon NAEF et al., 2004a). Le manque de Jupiter chaud autour des naines M est

donc pour l'instant difficile à quantifier en se basant sur les études effectuées sur les données de VR à cause de la taille des échantillons. L'échantillon de cette thèse, présenté à la fin de ce chapitre, comporte 200 naines M et il sera donc intéressant de vérifier ce manque à la fin de cette thèse.

II.2 LE VÉLOCIMÈTRE À HAUTE RÉOLUTION CHERCHEUR D'EXO-PLANÈTE : HARPS

Dans cette étude, je m'intéresse aux données spectrales issues de l'instrument HARPS dont je commence par présenter les caractéristiques en début de section avant de présenter les méthodes de mesure de la VR à partir des spectres.

II.2.1 L'instrument

HARPS est un spectrographe échelle monté sur le télescope de 3.6 m de La Silla au Chili en 2003 (PEPE et al., 2003a et PEPE et al., 2003b) dont on estime aujourd'hui la précision à un peu moins d'un mètre par seconde. Cet instrument est principalement dédié à la découverte d'exoplanètes mais a aussi été utilisé en astérosismologie et pour le suivi d'étoiles actives. Basé dans l'hémisphère sud (latitude 29°), HARPS permet d'observer des cibles jusqu'à des déclinaisons typiques de $\delta_{max} + 20^\circ$. Il couvre le domaine visible (378 nm à 691 nm) avec une résolution spectrale de 115000, pouvant atteindre des magnitudes apparentes en bande V allant jusqu'à 15, ce qui le rend optimal pour les étoiles de type F à K (CONNES, 1985, BUTLER et al., 1996, BOUCHY et al., 2001). L'instrument a subi une mise à jour technique en Mai 2015 qui a engendré des changements de performance, j'explique comment je gère les conséquences de ce changement tout au long de l'étude.

Avec 10% du GTO (BONFILS et al., 2013b) consacré à la recherche d'exoplanètes autour des naines M, HARPS est actuellement l'instrument qui a permis le plus de détections par la méthode des VR et notamment l'exoplanète la plus proche de notre système GJ 551 (ANGLADA-ESCUDE et al., 2016) et de nombreuses planètes dans la ZH des naines M (BONFILS et al., 2013b, DELFOSSE et al., 2013, ANGLADA-ESCUDE et al., 2012).

II.2.2 Mesure de la vitesse radiale avec HARPS

La VR d'une étoile est sa vitesse projetée sur l'axe de visée et se traduit par un décalage Doppler de son spectre. Je propose dans cette section d'expliquer comment la mesure est effectuée avec HARPS par la DRS de l'European Southern Observatory (ESO), mais aussi ses limites et les nouvelles méthodes mises au point ces dernières années.

Méthode CCF

La VR se calcule en mesurant le décalage du spectre de l'étoile par effet Doppler comme expliqué dans le chapitre I introductif. Concrètement, la mesure consiste à faire une corrélation croisée entre le spectre observé et un masque binaire propre au type spectral de l'étoile (QUELOZ, 1995, BARANNE et al., 1996). Ce masque est un ensemble de fonctions portes placées aux longueurs d'ondes de référence des raies attendues pour ce type spectral. Il vaut un certain poids (proportionnel à la profondeur de la raie) à la longueur d'onde correspondant à une raie d'absorption typique de la classe spectrale et 0 ailleurs. La corrélation croisée des deux est donc minimale lorsque les raies principales du spectre correspondent en longueur d'onde aux portes du masque (voir figure II.5). Le résultat de la corrélation croisée est appelée raie médiane, que l'on ajuste par une fonction gaussienne, dont la position du minimum donne la valeur de la VR. Dans la suite de cette étude, je fais référence à cette méthode par son acronyme anglais : Cross Correlation Function (CCF).

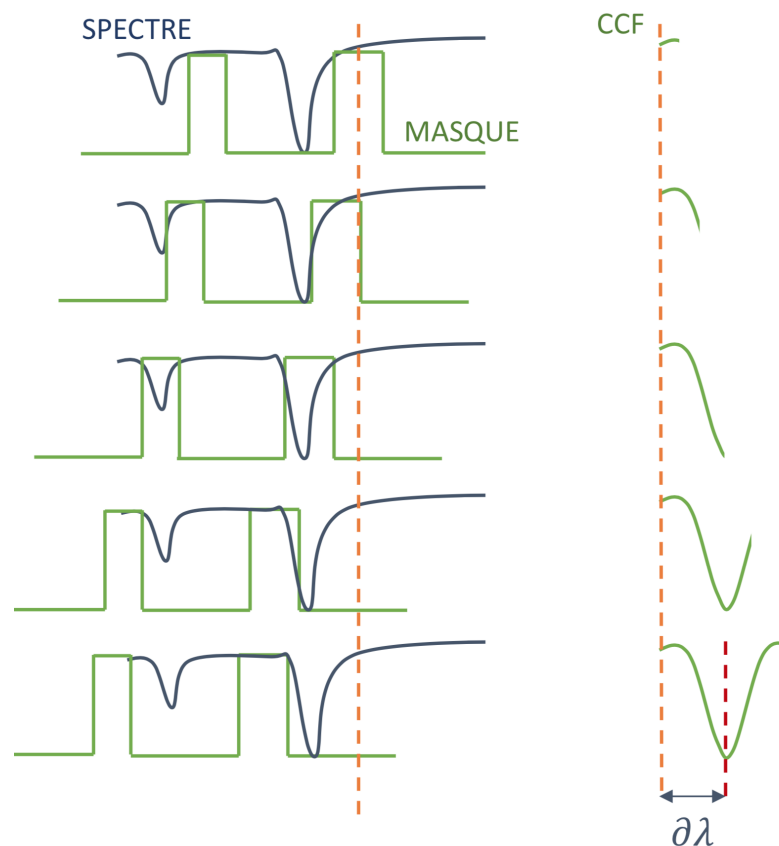


FIGURE II.5. – Construction de la raie médiane

Le masque (en vert) est décalé dans une fenêtre de longueur d'onde donnée et la fonction de corrélation croisée est construite petit à petit pour chaque valeur du décalage. La valeur du décalage Doppler $\delta\lambda$ correspond au minimum de l'ajustement gaussien de cette raie médiane.

Limites de la méthode CCF

Les naines M se caractérisent par un spectre très riche en raies d'absorption, si nombreuses qu'elles se superposent et deviennent très difficiles à dissocier. Le continuum semble caché par la multitude de raies et devient beaucoup moins évident. Dans le cas d'étoiles très massives (de A à F), le problème inverse se pose : les spectres sont composés de trop peu de raies, et elles sont bien trop larges pour correspondre à un masque binaire. Dans ces deux cas extrêmes, la corrélation croisée entre le masque binaire et le spectre est de moins bonne qualité et la détermination de la VR est plus délicate. Cette méthode est donc plus efficace pour les étoiles de type solaire dont les spectres ont un continuum plus marqué ponctué de quelques raies d'absorption plus propres. Afin de rendre la mesure de la VR plus précise, il est donc préférable de comparer le spectre de l'étoile avec un masque un peu plus réaliste, c'est le principe du "template-matching".

Le "template-matching"

La correspondance au modèle (ou "template-matching") est une méthode de plus en plus utilisée dans le domaine des vitesses radiales. Alors que la méthode CCF permet d'appliquer le masque à toutes les étoiles du type spectral correspondant, la méthode de template-matching construit un spectre propre à chaque cible. Elle nécessite par conséquent un plus grand nombre de mesures mais permet un calcul du décalage Doppler beaucoup plus précis de chaque spectre. Dans le cas des étoiles très massives (A-F), Spectroscopic data via Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities (SAFIR) est le code le plus utilisé dans la détection d'exoplanètes (CHELLI, 2000, GALLAND et al., 2005). Le premier code de "template-matching" utilisé pour extraire la VR de spectres de naines M est 'HARPS-Template-Enhanced Radial velocity Re-analysis Application (TERRA)' (ANGLADA-ESCUDE et al., 2012). Je présente le principe du code de "template-matching" spécifique aux naines M (nommé "naira") mis au point à l'institut de planétologie et d'astrophysique de Grenoble il y a cinq ans par Nicola Astudillo-Defru lors de sa thèse (ASTUDILLO-DEFRU et al., 2015), avec la participation de Xavier Bonfils. J'utilise la dernière version de ce code (Septembre 2019-version 3) pour l'extraction des vitesses radiales de tous les spectres de cette étude. Il existe d'autres codes de "template-matching" comme SpEctrum Radial Velocity Analyser (SERVAL) utilisé sur les données CARMENES que l'on retrouve dans le travail de ZECHMEISTER et al., (2018). Plus récemment, SERVAL a aussi été utilisé sur les données HARPS par TRIFONOV et al., (2020) dans une comparaison de l'estimation des effets de la mise à jour de 2015 sur les vitesses extraites de la DRS et de SERVAL.

Pour atteindre une meilleure précision, l'idée est de construire un masque propre à chaque étoile. Ce masque est un spectre obtenu en faisant la médiane de tous les spectres d'une étoile et est appelé le "modèle" (template ou simplement spectre médian). Cette opération permet de séparer les signaux stellaires et telluriques (raies d'absorption de l'atmosphère) en utilisant des spectres pris à des époques différentes. Le code est donc constitué de deux blocs principaux : la construction du modèle et l'extraction des vitesses radiales. Cette première étape cruciale nécessite un minimum de spectres. Avec Nicola

Astudillo-Defru, nous avons observé qu'empiriquement le modèle est stable en utilisant plus de 10 mesures, mais d'autres codes utilisent des seuils différents (3 pour SERVAL par exemple). Toutes les étoiles ayant été observées moins de dix fois sont donc exclues de cette étude pour cette raison. La seconde étape (décrite par la figure II.6), semble identique à la méthode CCF mais la corrélation croisée est remplacée par une minimisation de χ^2 entre le spectre dont on cherche la valeur du décalage Doppler et le spectre médian.

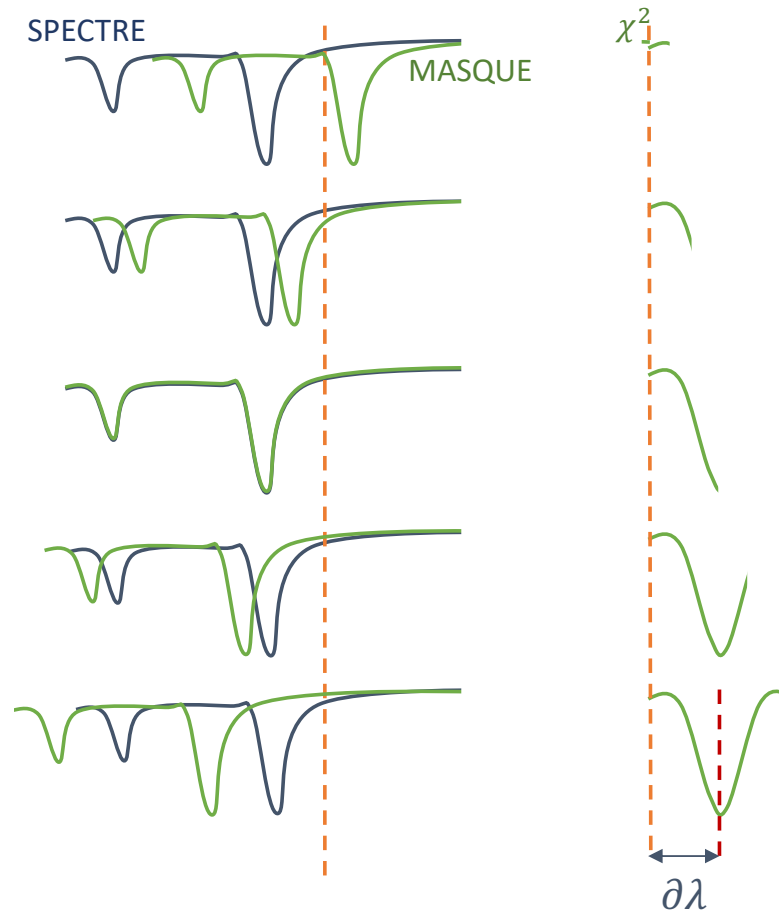


FIGURE II.6. – Template-matching

Le spectre médian (en vert) est décalé dans une fenêtre de longueur d'onde donnée et la valeur du χ^2 entre le spectre et le spectre médian est calculée pour chaque position. La valeur du décalage Doppler $\delta\lambda$ correspond au minimum de l'ajustement gaussien de la variation du χ^2 .

Sources d'erreurs et calcul d'incertitudes

Chaque mesure de la VR s'accompagne d'une évaluation de l'erreur. Dans son code, N. Astudillo-Defru propose un calcul de l'erreur sur chaque vitesse $svrad_i$ comme suit :

$$svrad_i = \frac{c}{\sqrt{\sum W(i)}} \text{ avec } W(i) = \frac{\lambda^2(i) \cdot \frac{\partial f(i)}{\partial \lambda(i)}}{f(i) + ron^2} \quad (\text{II.1})$$

où c est la vitesse de la lumière, Read Out Noise (ron) correspond au bruit de lecture du détecteur, $f(i)$ au flux reçu par le pixel i , à la longueur d'onde $\lambda(i)$ (BOUCHY et al., 2001). Je rajoute ensuite quadratiquement un bruit lié à la stabilité long-terme de HARPS de 0.8 m/s. Cette valeur issue de l'étude FISCHER et al., (2016) a été calculée pour un Signal to Noise Ratio (SNR) médian de 200 pour l'instrument HARPS et nous la considérons comme erreur systématique (même si cette valeur diminue pour de meilleurs SNR). Dans la suite de cette étude, cette somme est désignée comme l'erreur interne σ_i .

II.3 CRÉATION DE L'ÉCHANTILLON ET GESTION DES DONNÉES HARPS

Je propose dans cette section de décrire la procédure de sélection des cibles de l'échantillon ainsi que sa construction en détaillant les méthodes de téléchargement et de tri.

II.3.1 Rassembler les cibles naines M

La première étape de ma thèse consiste à rassembler le plus grand nombre de naines M connues au voisinage solaire. Dans un souci d'homogénéité, je ne prends pas dans cet échantillon les étoiles appelées "naines froides" ($T_{eff} < 4000$ K) mais uniquement les naines M déjà identifiées, c'est à dire dont l'analyse spectrale a déjà été effectuée.

Je construis l'échantillon d'étude en croisant les catalogues GAIDOS et al., (2014) pour l'hémisphère Nord et WINTERS et al., (2014) pour l'hémisphère Sud. Je le complète ensuite avec les 100 systèmes les plus proches rassemblés par le Research Consortium On Nearby Stars (RECONS)¹ et le catalogue Gliese-Jahreiss (STAUFFER et al., 2010). La reconnaissance des objets d'un catalogue à l'autre se fait sur les coordonnées de déclinaison et d'ascension droite (donc par identifiant au préfixe 2MASS). J'utilise la notation proposée par le catalogue Gliese-Jahreiss (avec le préfixe 'GJ') comme identifiant de référence. Ces croisements de catalogues me permettent de réunir plusieurs milliers de naines M clairement identifiées. J'interroge la base de données de référence du Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS)² afin de récupérer le plus de paramètres physiques possibles (sous-classe spectrale, température effective, coordonnées, distance, magnitudes, etc). Ces paramètres permettent de créer des sous-échantillons très facilement. L'échantillon finalement créé et utilisé pour cette thèse ne contient que les naines M clairement identifiées, à une

1. <http://www.recons.org/TOP100.posted.htm>

2. SIMBAD Astronomical Database (simbad.u-strasbg.fr)

distance de moins de 26 pc (distance calculée à partir des parallaxes issues de COLLABORATION, (2018, DR2 GAIA)), et situées au Sud (déclinaison $\leq 20^\circ$). Ce premier échantillon rassemble 1362 cibles.

II.3.2 Données HARPS

Je présente dans cette section le script de téléchargement des données de HARPS proposé par l'ESO et les procédures de tri que j'ai mises en place pour la sélection automatique des données.

Téléchargement des données

Dans le cas de HARPS, toutes les observations ainsi que le résultat de la méthode CCF sont accessibles par tout utilisateur dans la base de données de l'ESO³. Puisque cette étude concerne un grand nombre d'étoiles, j'utilise le script proposé par l'ESO, permettant de télécharger de manière totalement automatique les données. Ce script permet par exemple de restreindre la période souhaitée dans le but de mettre à jour une base de données déjà constituée. Pendant ma thèse, j'ai utilisé cette procédure à trois reprises en Septembre 2018, en Juin 2019 et finalement en Février 2021 pour remettre à jour la base de données. Le script permet de récupérer différents types de données : les spectres en une dimension (s1d), les spectres en deux dimensions calibrés en longueur d'onde (e2ds), et les résultats de la méthode CCF (fichiers souvent appelés ccf). Une petite variante de cette routine permet de télécharger les données de calibration effectuées au cours des nuits d'observation (fichiers *blaze** et *wave**). Le premier correspond à la caractéristique du détecteur sans source de lumière ni temps d'intégration, et le deuxième contient la correspondance en longueur d'onde pour la reconstruction du spectre grâce aux 74 ordres de HARPS.

Lorsque le nom de la cible est indiqué dans la requête, la routine interroge le CDS, récupère les coordonnées de l'objet et prépare le téléchargement de toutes les données faites dans une zone du ciel (dont on choisit la taille) centrée sur les coordonnées de l'objet. Cette procédure est obligatoire car le nom de la cible rentrée dans l'en-tête des données dépend de l'équipe qui l'observe. Après plusieurs tentatives sur plusieurs cibles, j'ai dû prendre une boîte de 4 minutes d'arc (légèrement plus grande que celle proposée par l'ESO) pour ne rien manquer. Dans l'exemple de GJ 191, une requête de 2 minutes d'arc renvoie par exemple 22 spectres alors que celle de 4 minutes d'arc en renvoie 223 (tous provenant bien de GJ 191).

Tri des données téléchargées

Lors de la procédure de téléchargement, des observations d'autres cibles (compagnons de l'étoile cible ou juste présentes dans le champ de vue) peuvent être sélectionnées par la requête. J'applique donc une méthode de tri à chaque étoile pour exclure les données

3. Spectral Data Products Query Form http://archive.eso.org/wdb/wdb/adp/phase3_spectral/form

d'autres cibles proches et celles de trop mauvaise qualité. À l'issue de ces étapes, l'échantillon comporte 425 cibles observées avec HARPS, dont 216 l'ont été au moins dix fois.

LARGEUR À MI-HAUTEUR DE LA RAIE MÉDIANE : FULL WIDTH AT HALF MAXIMUM (FWHM)

Comme expliqué précédemment, la raie moyenne obtenue par la méthode CCF est ensuite ajustée avec une fonction gaussienne dont la position donne la valeur de la VR. On peut aussi étudier la forme de cette raie médiane : sa largeur à mi hauteur (appelée FWHM) et son asymétrie (exprimée par le bissecteur de la raie). L'étude de la FWHM est un excellent indicateur de problèmes car normalement elle varie très peu pour un objet donné. La largeur moyenne des raies dépend du type spectral de l'étoile mais aussi de la vitesse de rotation de l'étoile : plus elle tourne rapidement, plus le gradient de vitesse est grand d'un bord à l'autre de l'équateur sur son disque apparent, et plus l'élargissement Doppler est important et les raies larges. Cette caractéristique de la raie médiane permet de sélectionner les observations d'une étoile par rapport à l'autre. Dans cette étude, je propose de mettre comme critère de sélection automatique un seuil relatif à 3σ de la valeur médiane de la FWHM afin d'exclure les observations récupérées par erreur. À l'issue de cette étape je considère que toutes les données rassemblées pour chaque étoile ne contiennent plus de données d'autres étoiles non souhaitées.

RAPPORT SIGNAL À BRUIT : SNR

Le SNR dépend de la magnitude apparente de l'étoile, du temps d'intégration réalisé pour la mesure et des conditions d'observations lors de l'intégration. Dans le cas de HARPS, le spectre est décomposé en 72 ordres sur le détecteur, et l'ordre 50 est utilisé comme référence car il correspond environ à une longueur d'onde de 550 nm (proche du maximum de la bande passante de V). Comme le SNR est un très bon indicateur de la qualité du spectre obtenu, j'applique un critère absolu et un critère relatif sur le SNR_{50} pour trier les données. Le premier critère correspond à un SNR_{50} minimum de 10 permettant de garantir la qualité du spectre sur tous les ordres. Le deuxième est une exclusion des spectres à trop bas SNR_{50} par rapport au SNR_{50} médian d'une étoile. J'effectue un tri en enlevant automatiquement les données dont le SNR_{50} est à plus de 3σ en deçà du SNR_{50} médian. À l'issue de cette étape, je considère les données nettoyées de celles altérées par les conditions météorologiques.

II.3.3 Gestion du changement de fibres

La transmission de la lumière dans le spectrographe est assurée par des fibres optiques dont la géométrie de section joue un rôle sur la répartition du flux sur chaque ordre du détecteur. Je propose dans cette section de présenter les conséquences d'une mise à jour de HARPS, sur les données et sur mon étude.

Impact du changement de fibres dans les données

Le 28 Mai 2015 les fibres optiques de HARPS ont été remplacées : la géométrie de section a été changée de circulaire à octogonale (CURTO et al., 2015). Ce changement se repère très rapidement car le saut de la FWHM à cette date est plus important que son écart type.

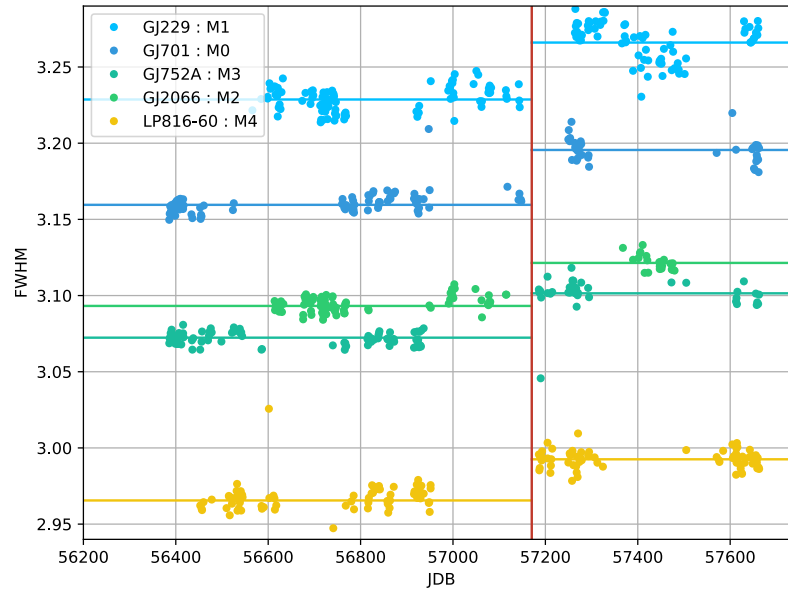


FIGURE II.7. – Evolution de la FWHM de raies médianes

Pour des étoiles de sous classes spectrales différentes, les moyennes avant et après le changement sont représentées par les traits horizontaux, la date du changement est modélisée par le trait rouge vertical.

Comme expliqué précédemment, la FWHM d'une étoile varie très peu au cours du temps (voir figure II.7) mais les valeurs peuvent être très différentes d'une étoile à l'autre : la FWHM décroît avec la luminosité de l'étoile car les raies sont plus étroites. On remarque cependant un saut élevé à la date de changement de fibre sur la figure II.7 (date modélisée par le trait vertical rouge). Ce saut est plus important que la dispersion de la série d'une étoile donnée ce qui justifie des procédures particulières de sélection des données et d'extraction de la VR.

Conséquences sur l'extraction des VR

Pour rappel, la FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur de la raie médiane obtenue par la méthode CCF. Le masque utilisé comme référence avant et après le changement de fibre n'a pas changé. L'élargissement de la FWHM à la date du changement traduit donc que les raies du spectre sont légèrement plus larges après le changement. Dans le but de caractériser et corriger ce saut nous avons choisi de séparer le traitement de l'échantillon en deux. Dans cette étude, l'extraction de la VR est effectuée par rapport à un spectre médian construit avec l'ensemble des mesures pour chaque cible. Par conséquent, il est

préférable de construire deux spectres médians pour ces étoiles : un spectre médian des données avant changement et un autre spectre médian des données après.

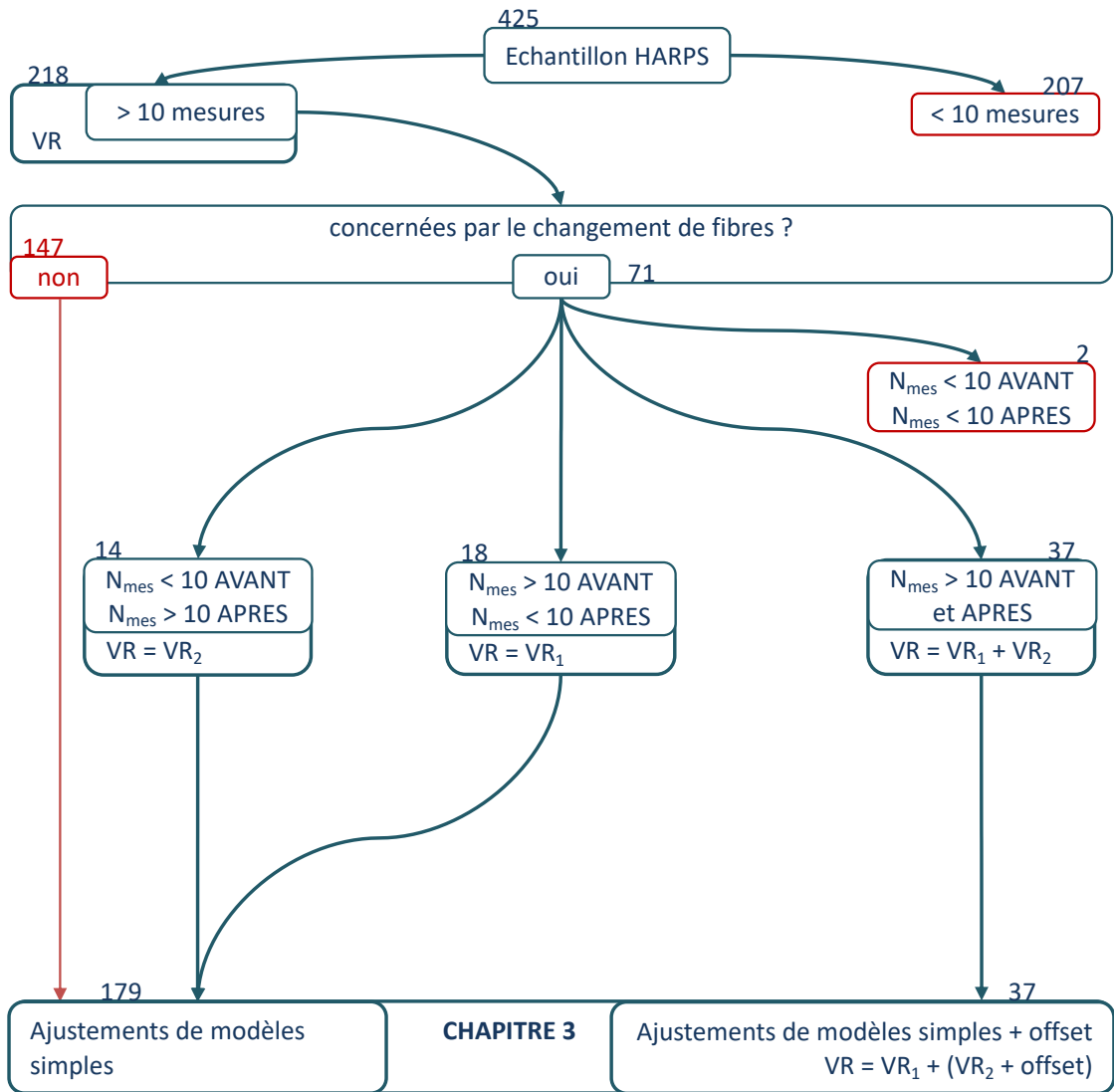


FIGURE II.8. – Organigramme du traitement de changement de fibres

Bilan

Dans cet échantillon de 425 cibles observées par HARPS, 278 ont été observées avant et après le changement, dont 71 parmi les 218 qui possèdent plus de dix mesures.

Au final, seulement 37 étoiles possèdent au moins dix spectres avant et après la mise à jour (pour pouvoir construire deux spectres médian différents). Je caractérise le saut engendré en VR grâce à ces 37 étoiles dans le chapitre III. Parmi les 34 restantes, 18 étoiles n'ont pas été suffisamment observées après le changement de fibre (moins de dix mesures

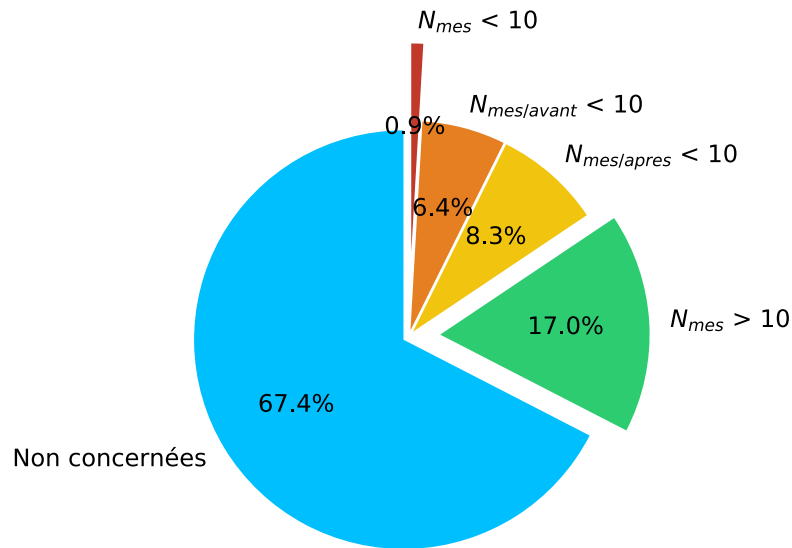


FIGURE II.9. – Répartition des étoiles

Parmi les 218 étoiles avec plus de dix mesures, 147 (67.4%) ne sont pas concernées par le changement de fibre, 37 (17%) ont suffisamment de mesures avant et après, 32 (14.7%) n'ont pas assez de mesures avant ou après, et 2 (0.9%) n'en ont pas assez ni avant ni après.

effectuées après Mai 2015). Pour ces étoiles, j'ai construit un spectre médian uniquement sur les données effectuées avant le changement de fibres et j'ai extrait les vitesses correspondantes. Par symétrie, 14 étoiles n'ont pas été suffisamment observées avant le changement, j'ai donc construit un spectre médian et extrait les vitesses uniquement pour les observations après le changement. Ces 32 étoiles ne sont donc plus considérées comme concernées par le changement de fibres. Il ne reste que deux étoiles pour lesquelles il n'y a pas assez d'observations ni avant ni après le changement de fibres pour construire un spectre médian (GJ 79 et GJ 3192). Ces deux étoiles sont donc exclues à ce stade de l'étude.

II.4 DESCRIPTION DE L'ÉCHANTILLON

Pour terminer ce chapitre, je commence par décrire l'échantillon des 425 naines M observées avec HARPS et je finis par le comparer à la population stellaire de naines M attendues au voisinage solaire.

II.4.1 Paramètres physiques

Afin d'avoir une vue d'ensemble de l'échantillon rassemblé et étudié pendant cette thèse, je commence par décrire l'échantillon de 425 naines M observées avec HARPS puis le sous-échantillon des cibles observées au moins dix fois qui composent l'échantillon de la suite de l'étude.

Magnitudes

Les mesures astrométriques utilisées aujourd'hui et dans mon étude proviennent principalement du satellite GAIA, et non plus de son prédécesseur HIPPARCOS. Celui-ci fut la référence principale de mesures astrométriques avant l'arrivée des catalogues de réduction de données DR1 en 2016 et DR2 en 2018 sur lequel cette étude se base (COLLABORATION, 2018, GAIA DR2).

Par interrogation automatique de la base de données du CDS⁴, je récupère toutes les magnitudes apparentes en bandes V, K, J, H et G. La bande B est volontairement non-récupérée car les naines M ont un flux très faible dans le bleu. L'échantillon de BONFILS et al., (2013b), se répartit sur une gamme de magnitude apparente en bande V entre 7.3 et 14 mag avec une moyenne de 11.25 mag. Dans cette thèse, notre échantillon couvre la même gamme avec un moyenne de 11.55 mag (présentée en figure II.10).

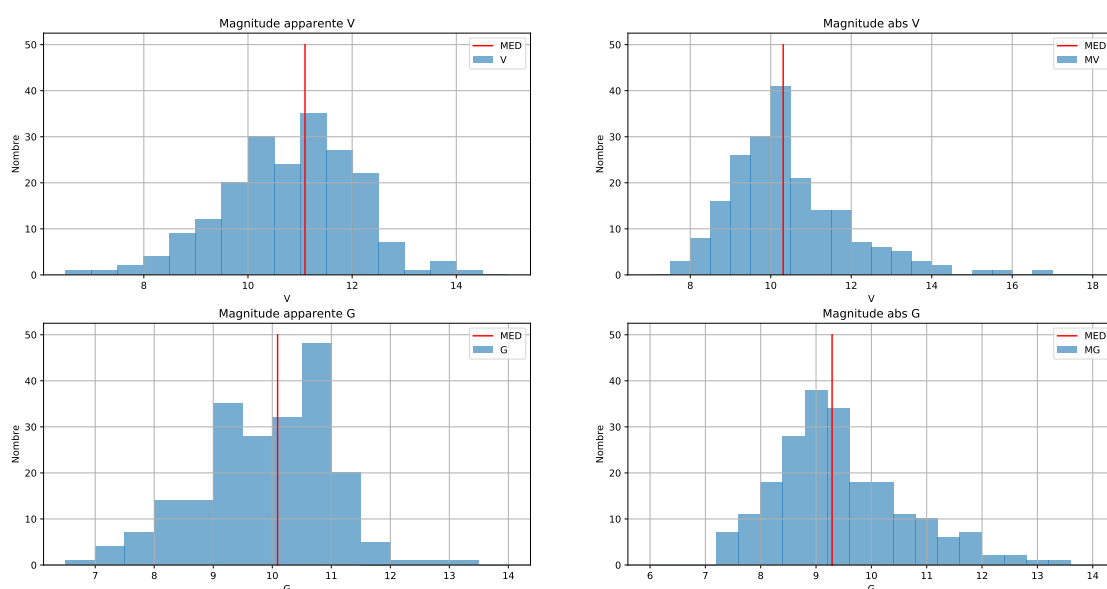


FIGURE II.10. – Distributions en bandes G et V de l'échantillon.

À gauche : Distributions des magnitudes apparentes en bandes V (en haut) et en bande G (en bas).
À droite : Distributions des magnitudes absolues en bandes V (en haut) et en bande G (en bas).

Cependant, il n'y a pas toujours de mesure en bande V disponible pour les naines M et les valeurs recueillies proviennent de plusieurs catalogues : 57% viennent de KOEN et al., (2010) , 15% de ZACHARIAS et al., (2013) et une dizaine d'autres sources⁵ complètent 15% supplémentaires. L'histogramme en bande V de la figure II.10 correspond donc uniquement à 87% de l'échantillon. En outre, il n'est pas très fiable en raison du nombre de sources différentes utilisées. Pour rester homogène dans la description de cet échantillon,

4. SIMBAD Astronomical Database (simbad.u-strasbg.fr)

5. LANDOLT, 1992, LURIE et al., 2014, COSTA et al., 2005, WINTERS et al., 2010, VAN ALTENA et al., 1995, JENKINS et al., 2009, LANDOLT, 2009, KIRAGA, 2012, HOG et al., 2000

je récupère aussi les flux en bandes H, J, K et G. Les magnitudes apparentes en bande J, H et K proviennent à 99% de CUTRI et al., (2003) (complétées avec DUCATI, (2002) pour GJ 205 et KOEN et al., (2010) pour GJ 1 et GJ 803). Les données de la DR2 de GAIA permettent une description plus homogène et quasi complète en bande G de l'échantillon, avec une complétude de presque 100% présentée en figure II.10. Les seules absentes de ce catalogue sont les cibles comprises dans des systèmes binaires pour lesquels GAIA (DR1 et DR2) ne propose pas encore de mesures.

Masses

J'utilise trois des cinq relations masse-luminosité issues de DELFOSSE et al., (2000) pour calculer une estimation des masses. Je n'utilise pas les deux relations faisant intervenir la bande V car les magnitudes rassemblées proviennent de différents filtres.

$$\log\left(\frac{m_{M_J}}{M_\odot}\right) = 10^{-3}(1.6 + 6.01M_J + 14.888M_J^2 - 5.3557M_J^3 + 0.28518M_J^4) \quad (\text{II.2a})$$

$$\log\left(\frac{m_{M_H}}{M_\odot}\right) = 10^{-3}(1.4 + 4.76M_H + 10.641M_H^2 - 5.0320M_H^3 + 0.28396M_H^4) \quad (\text{II.2b})$$

$$\log\left(\frac{m_{M_K}}{M_\odot}\right) = 10^{-3}(1.8 + 6.12M_K + 13.205M_K^2 - 6.2315M_K^3 + 0.37529M_K^4) \quad (\text{II.2c})$$

Je moyenne les trois valeurs obtenues en les pondérant des erreurs propagées des incertitudes disponibles pour les mesures de flux et j'obtiens la répartition présentée en figure II.11 (en bleu). Cette répartition en masse est très différente de celle de l'étude de BONFILS et al., (2013b) (en rouge). Ce nouvel échantillon est en moyenne plus massif : $0.42 M_\odot$ en moyenne pour cet échantillon contre $0.3 M_\odot$ en moyenne pour l'échantillon de 2013.

L'échantillon de cette thèse est composé d'étoiles intrinsèquement plus brillantes (et donc plus massives) puisque les distributions des magnitudes apparentes en bandes V sont assez similaires alors que je coupe cet échantillon à 26 pc (et non 13 pc pour BONFILS et al., 2013b).

II.4.2 Complétude de l'échantillon HARPS

Pour terminer ce chapitre, cette section compare l'échantillon rassemblé avec la population de naines M attendues au voisinage solaire.

Population estimée

Dans le but de construire une statistique robuste du voisinage solaire à 26 pc, je vérifie les biais éventuels de l'échantillon créé. Afin de modéliser cette population, je suppose pour commencer que le voisinage solaire est homogène et isotrope et que donc la densité d'étoiles est constante et similaire dans toutes les directions. Ensuite, je suppose que 100% des naines M existantes à la distance D sont référencées dans nos catalogues. Avec

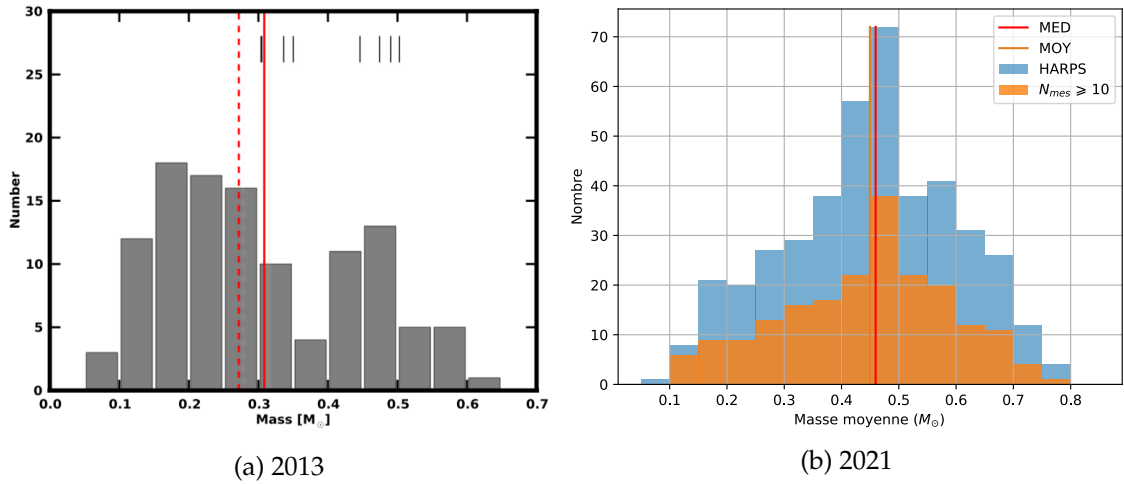


FIGURE II.11. – Distribution en masse

À gauche : Distribution en masse de l'échantillon de naines M de HARPS de 2013 issue de BONFILS et al., (2013b). À droite : Distribution en masse de l'échantillon observé en 2021 avec HARPS (total en bleu, sélection à $N_{mes} \geq 10$ en orange)

ces deux hypothèses, je peux déterminer la densité d'étoiles par unité volumique de parsec dans la sphère complète de rayon D et estimer le nombre d'étoiles attendues dans une sphère de rayon 26 pc. Avant de comparer cette estimation à l'échantillon rassemblé pour cette thèse, il faut tenir compte des capacités de l'instrument HARPS : magnitude apparente limite (en bande V) de 15 et déclinaison inférieure à $+20^\circ$. Je réduis donc cette estimation en supposant la distribution en magnitude en bande V homogène et isotrope à nouveau.

Complétude des programmes d'observation HARPS

Je représente cette simulation sur la figure II.12b pour différentes distances D , ainsi que les histogrammes des étoiles observées avec HARPS par rapport à l'échantillon de naines M recensées.

Sur la première figure II.12a je compare les 1360 naines M référencées à l'échantillon observé avec HARPS et sur la deuxième figure II.12b je compare l'estimation de naines M observables avec HARPS à l'échantillon réellement observé. L'échantillon HARPS représente 18% de la population attendue par le modèle. Partant de l'hypothèse que l'échantillon à 7 pc est complet, je propose de vérifier si toutes ces étoiles ont été observées par HARPS et rechercher la raison dans le cas contraire. En croisant les données avec les catalogues, je recense 11 naines M situées à moins de 7 pc non observées avec HARPS (listées dans la table II.1 avec les 4 naines M trop faibles pour HARPS).

On distingue deux principales explications : la multiplicité du système et la vitesse de rotation de la cible. Dans le premier cas, un système binaire trop serré ne permet pas d'isoler correctement l'un des deux objets dans la fibre ce qui provoque l'entrée de deux sources. Ces objets sont appelés binaires spectroscopiques, (Spectral Binary SB2 en anglais), et représentent 60% des étoiles non observées dans cet échantillon. Dans le

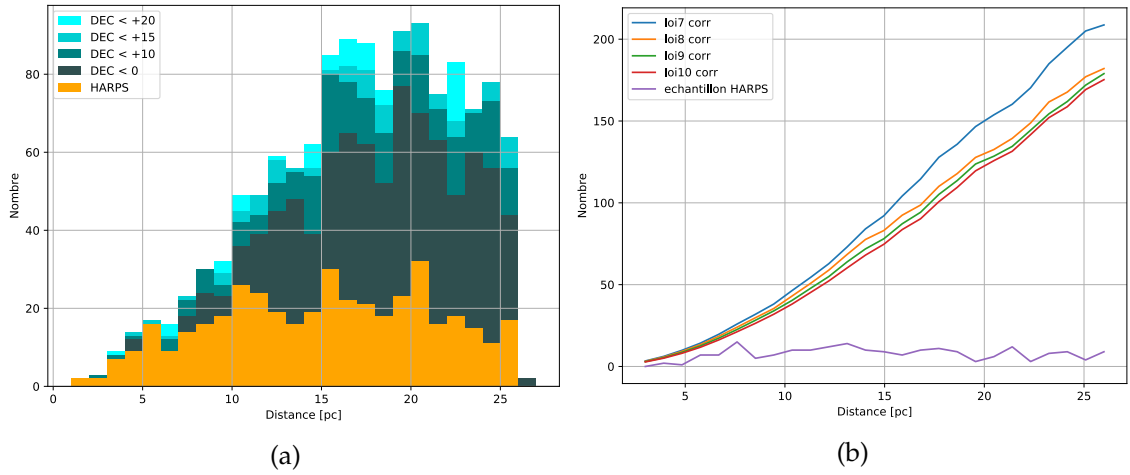


FIGURE II.12. – Distribution en distance de l'échantillon

À gauche : Histogramme en distance des naines M à moins de 20 pc recensées dans les différents catalogues utilisés en fonction de la déclinaison maximale/limite choisie (en bleu). Puis l'histogramme des naines M observées (en orange) avec HARPS. À droite : Estimation du nombre de naines M observables avec HARPS dans chaque couronne d'un parsec d'épaisseur en fonction de la distance. Le code couleur réfère à la distance D choisie pour la deuxième hypothèse (7 pc : bleu, 8 pc : orange, 9 pc : vert, 10 pc : rouge).

deuxième cas, l'activité stellaire est responsable du manque de suivi des étoiles. Les étoiles à très courte période de rotation sont très actives et les émissions chromosphériques engendrées produisent un signal très important en VR qui gêne considérablement la détection d'exoplanètes. Ces étoiles sont finalement logiquement exclues des programmes d'observations de recherche d'exoplanètes.

2MASS J	Nom	Distance (pc)	flux V	Justification
00152799-1608008	GJ 1005	4.99 ³	11.483 ³	Spectroscopic Binary (SB2) ¹³
02530084+1652532	GAT 1370	3.8312 ⁴	-	trop faible (M7)
03393521-3525440	LP 944-20	6.4202 ⁴	18.69 ⁷	trop faible ¹⁴
08581519+1945470	GJ 1116	5.2631 ¹⁰	-	SB2 (M7V+M7V) ¹⁵
08585633+0828259	GJ 3522	4.39 ¹²	10.98 ⁵	SB2
09424635-6853060	GJ 1128	6.5027 ⁴	-	?
10481258-1120082	GJ 3622	4.5637 ⁴	15.784 ⁵	faible
10481463-3956062	2MUCD 20385	4.0451 ⁴	17.532 ⁸	faible ¹⁶
12185939+1107338	GJ 1156	6.4722 ⁴	-	Rotateur rapide ($V_{\text{sin}i}$ 17.4 ⁶) ¹⁷
12331738+0901157	GJ 473	3 ¹	12.467 ²	SB2
18450541-6357475	SCRJ1845-6357	4.0013 ⁴	17.40 ⁹	faible ¹⁶
21293671+1738353	GJ 829A	6.7745 ⁴	10.303 ³	SB2 ¹⁸
22383372-1517573	GJ 866B	3.4 ¹¹	12.38 ⁵	SB2
23315208+1956142	GJ 896A	6.2613 ⁴	10.173 ⁵	Rotateur rapide ¹⁹
23315244+1956138	GJ 896B	6.2477 ⁴	-	Rotateur rapide ¹⁹

TABLE II.1. – Étoiles à moins de 7 pc non observées dans les programmes HARPS.

La sensibilité maximale de l'instrument HARPS en bande V est de 15 mag et ne permet donc pas d'observer GAT 1370, LP 944-20, GJ 3622, 2MUCD 20385, et SCRJ 1845-6357. Pour les autres étoiles non observées, les raisons sont liées à la dynamique. Références : ¹ NEWTON et al., (2013), ² LANDOLT, (1992), ³ KOEN et al., (2010), ⁴ (COLLABORATION, 2018, GAIA DR2), ⁵ ZACHARIAS et al., (2013), ⁶ DESHPANDE et al., (2012), ⁷ LURIE et al., (2014), ⁸ COSTA et al., (2005), ⁹ WINTERS et al., (2010), ¹⁰ HARRINGTON et al., (1980), ¹¹ TORRES et al., (2010) et ¹² RIEDEL et al., (2014). ¹³ BENEDICT et al., (2016), ¹⁴ COSTA et al., (2005), ¹⁵ NEWTON et al., (2013), ¹⁶ HENRY et al., (2004), ¹⁷ DELFOSSE et al., (1998b), ¹⁸ DELFOSSE et al., (1998a). ¹⁹ : ces deux étoiles ne sont pas des binaires spectroscopiques (comme annoncé dans de précédentes études), mais un système binaire de deux rotateurs rapides (erreur corrigée dans MIGNON et al., 2022a).

CONCLUSION

En croisant quatre catalogues, j'ai pu rassembler environ 1360 naines M à moins de 26 pc. Parmi celles ci, 425 ont été observées avec HARPS depuis 2003. Par la suite, j'ai effectué un tri systématique des 17000 spectres téléchargés sur des critères de SNR et de FWHM. En appliquant ensuite les critères de sélection dus à l'utilisation d'un code de "template-matching" pour extraire la VR des spectres, je ne garde que les 214 naines M possédant plus de dix mesures.

J'ai pris en compte le changement de fibres effectué sur HARPS en 2015 tout au long de cette procédure en vue de la caractérisation de ses conséquences sur la VR des 37 étoiles concernées dans l'échantillon.

L'échantillon des 214 naines M est plus massif que celui de l'étude de 2013 qui me sert de référence dans cette thèse (102 naines M à l'époque), il sera important de comparer les résultats statistiques en prenant en compte cette information. De plus, il faut aussi garder en tête que l'échantillon ne comporte pas de binaires serrées et très peu de rotateurs rapides.

III

ANALYSE DES SÉRIES TEMPORELLES DE VITESSES RADIALES

"S'il n'y a pas de solution c'est qu'il n'y a pas de problème"
Proverbe Shadokéen - Jacques Rouxel

Sommaire

III.1	Corrections automatiques	57
III.1.1	Moyenne pondérée sur une nuit	58
III.1.2	Accélération séculaire	58
III.2	Analyse long terme des séries	59
III.2.1	Explication par le bruit uniquement : modèle 0	59
III.2.2	Outils mathématiques de l'analyse des modèles plus complexes	62
	Ajustement	62
	Calcul du χ^2	62
	Calcul de Fred	63
	Calcul de Ftest	63
III.2.3	Présentation des modèles	64
	Explication par une droite : modèle 1	64
	Explication par un polynôme : modèle 2	64
	Explication par une sinusoïde de grande amplitude : modèle 3 .	65
III.2.4	Choix du modèle et correction	66
	Modèles linéaire et polynomial	67
	Modèles sinusoïdal et brut	70
III.3	Caractérisation du saut dû au changement de fibres	74
III.3.1	État des lieux sur cet évènement	74
III.3.2	Méthode d'estimation du saut	74
III.3.3	Caractérisation	76
III.4	Méthode et outils de l'analyse périodique	76
III.4.1	Périodogrammes : Generalized Lomb Scargle	77
	Analyse de la fenêtre d'observation	77
	Calculs d'alias	78
	Probabilité de fausse alarme	79
III.4.2	Ajustements képlériens	80

	Recherche d'une képlerienne	80
	Procédé itératif	81
III.5	Analyse périodique de l'échantillon	81
III.5.1	Interprétation physique des pics	81
	Objets connus	82
	Activité Stellaire	83
	Pics non identifiés	86
III.5.2	Statistique de détection	87
	Systèmes complets manqués : méthode de détection et instru- ments	87
	Planètes manquées dans les systèmes multiples : erformances de l'analyse périodique	88
III.6	Étude des candidates	88
III.6.1	Candidats massifs	88
	GJ 3307	89
	GJ 4001	89
	GJ 4254	90
	GJ 4303	90
	GJ 9482	91
	GJ 9588	91
III.6.2	Candidats planétaires	92
	GJ 300	92
	GJ 317	93
	GJ 361	94
	GJ 393	95
	GJ 480	96
	GJ 569	96
	GJ 654	96
	GJ 699	96
	GJ 739	97
	GJ 754	97
	GJ 846	98
	GJ 855	98
	GJ 880	99

INTRODUCTION

Ce chapitre décrit intégralement l'étude des séries de VR des 214 cibles de l'échantillon. Chaque série de VR est propre à une étoile, et inclut le bruit instrumental, les signaux intrinsèques d'activité stellaire et la possible signature d'un cortège planétaire le cas échéant. Dans ce chapitre je présente les méthodes me permettant d'analyser de manière homogène la série de VR de chaque étoile sans avoir à les traiter individuellement.

Je commence par décrire les procédures automatiques de correction des séries VR que je réalise en amont de l'analyse des variations à long terme afin de les homogénéiser (section III.1). À l'issue de ces procédures, le nombre total d'étoiles dans l'échantillon passe de 214 à 200 en raison d'une dernière étape de sélection.

Ensuite, je présente toute l'analyse des variations à long terme des séries de VR de chaque étoile (section III.2). Je commence par décrire les outils mathématiques repris d'études antérieures, mais aussi de nouveaux outils mis au point pendant ma thèse, pour adapter cette analyse au nouveau volume de VR. À chaque modèle mathématique testé correspond une hypothèse physique et je finis donc cette section par présenter les résultats de l'analyse et l'interprétation physique que je peux en faire. Pour finir, je soustrais à ces séries le signal à long terme dominant identifié. Je me sers de cette analyse des variations à long terme pour caractériser les conséquences du changement de fibres de HARPS sur le suivi VR des 37 naines M concernées. Je présente cette analyse en section III.3 et je corrige les 37 séries de la valeur du saut en VR déterminée dans cette section.

À la suite de cette étude des variations long terme, je considère que toutes les séries initialement dominées par une variation long terme identifiable ont été corrigées. Je passe donc dans la section III.4 à la description des outils mathématiques de l'analyse des signaux périodiques. Pour cette étape de l'analyse, je reprends à nouveau des outils d'anciennes études similaires que j'inclus dans une analyse entièrement automatique et itérative. Suite à la description des outils utilisés, je décris en détail les résultats de cette analyse des signaux périodiques (section III.5). Chaque signal trouvé est comparé à la base de données exoplanétaire de la NASA, pour vérifier s'il s'agit d'un signal planétaire déjà publié, puis aux signaux de périodes de rotation connues.

Pour finir ce chapitre, je présente dans la dernière section III.6 l'analyse des signaux non identifiés dans la littérature afin de proposer d'éventuels systèmes planétaires candidats. Je ne propose dans cette analyse qu'une première analyse de ces nombreux systèmes car ils nécessiteront une analyse plus approfondie.

III.1 CORRECTIONS AUTOMATIQUES

Dans cette section, je présente les corrections automatiques réalisées en amont de toute analyse. Elles sont effectuées de manière strictement homogène en appliquant les mêmes formules à chaque série temporelle de VR.

III.1.1 Moyenne pondérée sur une nuit

Toutes les vitesses rassemblées dans cette étude proviennent de plusieurs programmes d'observation (voir Annexe B pour la liste de tous les programmes utilisés) dont la durée et la fréquence d'échantillonnage diffèrent. Certains programmes effectuent plusieurs observations par nuit pour des étoiles suffisamment brillantes et dont l'évolution à très court terme peut être étudiée. Pour cette étude des variations à long terme il est nécessaire de moyenner les vitesses par nuit par le calcul suivant :

$$v_{bin} = \frac{\sum_{i=1}^n v_i \cdot \frac{1}{\sigma_i}}{\sum \frac{1}{\sigma_i}} \quad (\text{III.1})$$

où v_{bin} est la valeur moyenne de la nuit, v_i une vitesse de la nuit et σ_i son erreur associée. L'incertitude de la vitesse moyenne est prise comme la moyenne des incertitudes des vitesses de la nuit. À l'issue de cette première étape de correction, 14 cibles possèdent finalement moins de dix vitesses et sont donc exclues de l'étude car elles ont été observées moins de dix nuits indépendantes, l'échantillon contient finalement 200 étoiles rassemblant 10769 vitesses radiales.

III.1.2 Accélération séculaire

L'accélération séculaire de l'étoile est une composante de la VR mesurée qui dépend de son mouvement propre et de sa distance par rapport à l'observateur. Je reprends ici le travail de ZECHMEISTER et al., (2009a) qui permet de corriger de cette accélération (représenté en figure III.1 extraite de ZECHMEISTER et al., (2009a)).

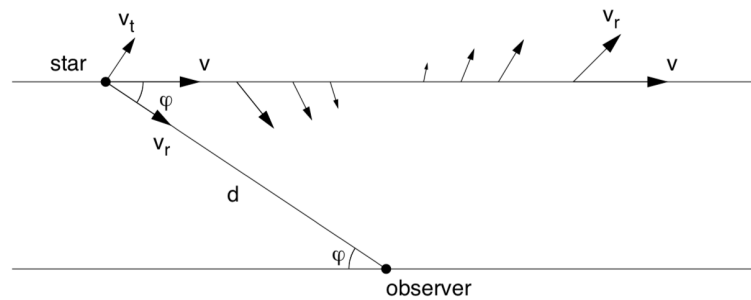


FIGURE III.1. – Conséquence de l'accélération séculaire sur la mesure de vitesse radiale.

Schéma issu de ZECHMEISTER et al., (2009a) qui image la projection du mouvement propre de l'étoile sur la composante radiale mesurée de sa vitesse à sa distance à l'observateur.

Il s'agit d'une composante constante de l'accélération (KUERSTER et al., 2003) et donc l'équivalent d'une fonction affine de la VR. Sa participation à la vitesse suit l'équation suivante :

$$\dot{v} = \frac{dv}{dt} = \frac{\mu_{RA}^2 + \mu_{DEC}^2}{\pi} \quad (\text{III.2})$$

où μ_{RA} et μ_{DEC} sont les composantes (d'ascension droite et déclinaison) du mouvement propre de l'objet et π sa parallaxe. Dans cette étude, 97%¹ des parallaxes et mouvements propres proviennent de la DR2 de GAIA COLLABORATION, (2018) ce qui permet d'assurer l'homogénéité des corrections. La figure III.2 représente l'accélération retranchée à chaque série en fonction de la distance de l'étoile.

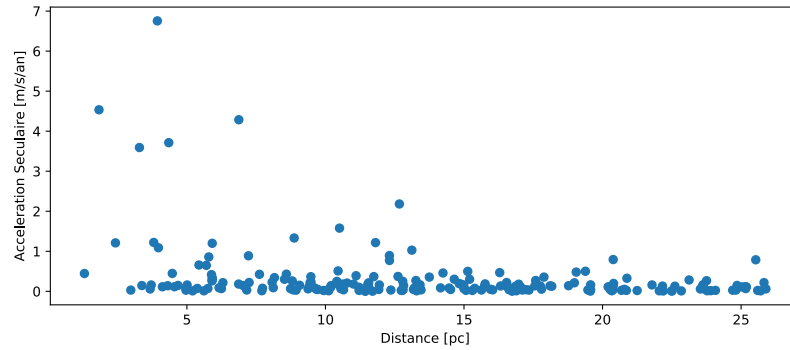


FIGURE III.2. – Composante due à l'accélération séculaire

Les valeurs ainsi obtenues de l'accélération sont comparables à celles calculées par ZECHMEISTER et al., (2009a) et BONFILS et al., (2013b) avec cependant une bien meilleure précision. En effet, les incertitudes de mesure de GAIA sont réduites d'un facteur dix par rapport à la référence utilisée jusqu'alors (VAN LEEUWEN, 2007) basée sur les relevés HIPPARCOS. Les erreurs propagées dans le calcul de l'accélération séculaire sont ensuite sommées quadratiquement avec les incertitudes σ_i mais elles sont négligeables.

III.2 ANALYSE LONG TERME DES SÉRIES

Une fois les séries temporelles moyennées à un jour et corrigées de l'accélération séculaire, il est possible de commencer l'analyse de leur variation à long terme. Dans cette section je décris les quatre modèles testés pour chaque série temporelle et les outils mathématiques développés pour choisir automatiquement le modèle adapté à chaque série. Pour finir, je corrige automatiquement les séries dominées par les modèles 1 et 2 (le modèle 3 est particulier et les séries seront traitées différemment).

III.2.1 Explication par le bruit uniquement : modèle 0

Le modèle 0 consiste à expliquer la dispersion de la série temporelle par du bruit autour d'un modèle plat (vitesse constante). Physiquement, il s'agit de vérifier si la dispersion

1. Les 11 parallaxes manquantes proviennent de différentes sources : celles de GJ 257, GJ 2033, GJ 4206, GJ 9163 et HD 196982 sont issues de VAN LEEUWEN, (2007) , celle de GJ 406 de WEINBERGER et al., (2016), celle de GJ 3332 vient de la distance proposée par RIEDEL et al., (2014), les parallaxes de GJ 3813 et GJ 4038 proviennent de FINCH et al., (2018), celle de L 43-72 vient de WINTERS et al., (2016) celle de LP 993-116 de RIAZ et al., (2006).

mesurée de la série est uniquement due aux erreurs internes σ_i . Mathématiquement, il s'agit d'effectuer un test de χ^2 autour d'un modèle constant, en calculant la probabilité d'obtenir une telle valeur de χ^2 compte tenu du nombre de degrés de liberté (en prenant l'aire sous la courbe de la loi correspondante au nombre de degrés de libertés du modèle testé). Une faible valeur de probabilité de χ_0^2 indique que le modèle constant ne suffit pas à expliquer la dispersion de la série, compte tenu des incertitudes. Ce modèle me sert de référence pour toute la suite de l'étude.

En plus du calcul du χ_0^2 et de sa probabilité, je calcule le rapport entre bruit interne et dispersion appelé F_{value} dans ZECHMEISTER et al., (2009a), décrit comme :

$$F_{value} = \frac{\sigma_e^2}{\langle \sigma_i \rangle^2} \quad (\text{III.3})$$

où σ_e correspond à la dispersion, ou Root Mean Square (RMS), de la série, et $\langle \sigma_i \rangle$ la moyenne des erreurs internes σ_i pour la source. Ce rapport indique si les dispersions mesurées peuvent être imputées aux sources de bruit internes. Les figures III.3 (déjà proposées dans BONFILS et al., (2013b)) aident à visualiser ce rapport et à réaliser l'écart gigantesque qu'il peut y avoir entre ces deux grandeurs en fonction de la magnitude apparente en bande G. Sur la figure III.3a, les dispersions externes (σ_e) supérieures à 40 m/s sont placées à cette valeur avec une forme de triangle pointé vers le haut car elles peuvent atteindre 10^4 m/s (voir figure III.3b).

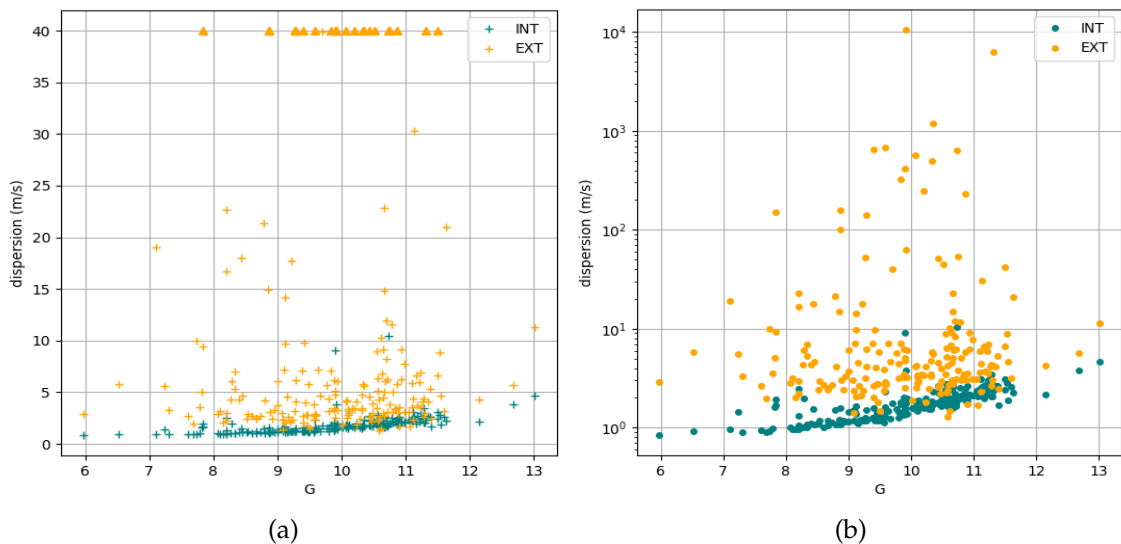


FIGURE III.3. – Bruits internes et dispersion des séries temporelles

Dispersion mesurées σ_e (en orange) des séries de VR et moyennes des bruits internes calculés σ_i (en vert) en m/s en fonction de la magnitude apparente en bande G. Dans le cas de la figure III.3a les étoiles dont la dispersion excède 40 m/s sont représentées à cette valeur seuil avec un symbole triangulaire pour ne pas gêner la lecture de la figure. Dans le cas de la figure III.3b tous les points sont placés à leur ordonnée correcte mais l'échelle est logarithmique.

Le bruit interne augmente avec la magnitude car le SNR diminue forcément avec la luminosité mesurée de l'étoile. Pour la grande majorité des étoiles de l'échantillon, la disper-

sion est bien supérieure au bruit interne et les probabilités de χ_0^2 et de F_{value} (représentées l'une en fonction de l'autre sur la figure III.4a) viennent appuyer ce constat (seulement 8 étoiles sur 200 ont une probabilité de χ_0^2 au delà de 0.2). En moyenne les probabilités de χ_0^2 sont légèrement plus faibles que celles de la F_{value} car la F_{value} est pondérée par le bruit moyenné alors que le χ_0^2 prend en compte l'hétérogénéité des incertitudes. Par conséquent, un point aberrant avec une grande incertitude sera moins pénalisant pour le reste de la série avec le calcul de χ_0^2 qu'avec celui de la F_{value} . En effet, la moyenne des incertitudes risque d'être artificiellement élevée à cause de deux ou trois mesures avec de grandes incertitudes. En pratique les séries temporelles ont été nettoyées de ce type de points dans les étapes précédentes ce qui explique que les deux probabilités soient bien corrélées.

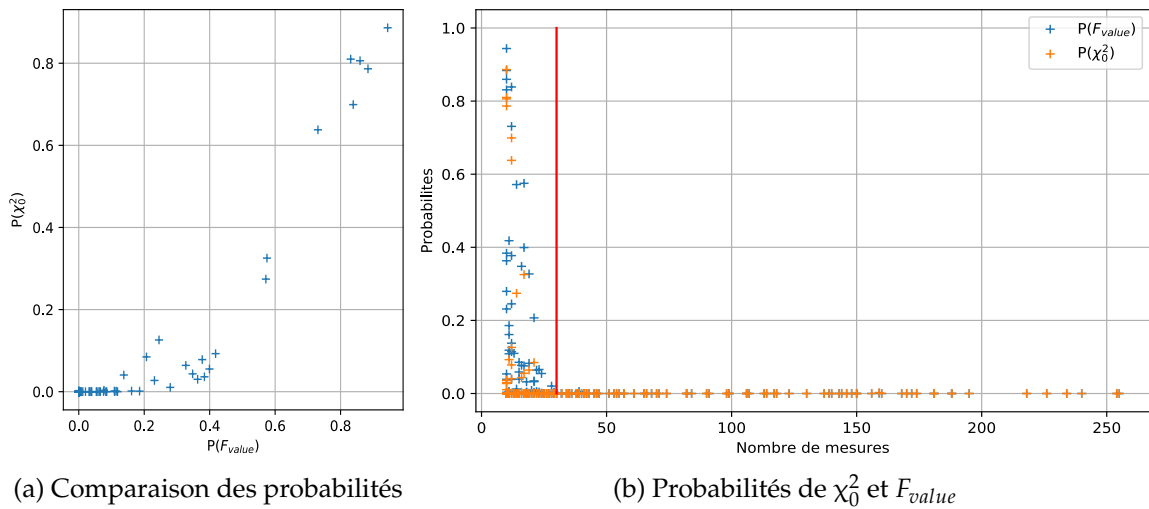


FIGURE III.4. – Probabilités de χ_0^2 et F_{value}

À gauche : Probabilité de χ_0^2 en fonction de la probabilité de F_{value} pour les 200 étoiles de l'échantillon. À droite : Probabilités de χ_0^2 (en orange) et de F_{value} (en bleu) en fonction du nombre de mesures pour les 200 étoiles de l'échantillon. L'axe vertical rouge a été rajouté manuellement et marque l'effondrement des probabilités au delà de 30 mesures.

La figure III.4b montre les probabilités de χ_0^2 et de F_{value} pour chaque étoile de l'échantillon en fonction du nombre de VR. Les probabilités s'effondrent au delà de 30 VR : je ne trouve aucune probabilité supérieure à 10^{-9} au delà de ce seuil. En conclusion, le modèle constant (pour lequel la dispersion est expliquée par les erreurs internes) ne peut jamais expliquer la variation de VR mesurée au delà de 30 VR. Nous proposons deux hypothèses à ce phénomène : soit nous avons sous-estimé nos incertitudes, soit il y a toujours du signal mesuré en VR.

La première hypothèse se teste en travaillant uniquement sur les incertitudes : je les ai artificiellement augmentées jusqu'à obtenir une équi-répartition des probabilités de χ^2 et de F_{value} dans la figure III.4b. Autrement dit, jusqu'à obtenir des probabilités réparties équitablement entre 0 et 1 quel que soit le nombre de mesures. Cette condition de répartition des probabilités nécessite des incertitudes en moyenne dix fois plus grandes que celles que nous mesurons. Concrètement, il faudrait une précision de l'ordre de la dizaine

de mètres par seconde. L'hypothèse des incertitudes sous-estimées n'est donc pas valable étant donnée notre compréhension de l'instrument HARPS (FISCHER et al., 2016).

La deuxième hypothèse suppose donc fiables les mesures de VR et propose une explication plus physique de ces variations. Même si elle paraît un peu optimiste, cette hypothèse n'est pas complètement insensée. En effet, en reprenant les taux d'occurrence obtenus par BONFILS et al., (2013b) (présentés en figure II.1), la probabilité de présence de planète peut atteindre les 100% autour des naines M dans certaines gammes de masse et de période. L'idée de toujours avoir du signal n'est donc pas à exclure à ce stade de l'étude. De plus, comme évoqué en chapitre I, la mesure de la VR peut contenir un signal intrinsèque dû à l'activité stellaire magnétique qui peut aussi créer une dispersion supplémentaire.

Cette deuxième hypothèse est finalement celle que je retiens pour expliquer l'effondrement des probabilités. Il me faut à ce stade analyser les variations de VR pour identifier la ou les sources des dispersions observées dans les séries VR.

III.2.2 Outils mathématiques de l'analyse des modèles plus complexes

Puisque le modèle constant ne peut suffire à expliquer la dispersion observée des 88 séries de plus de 30 VR, il faut envisager des modèles un peu plus complexes et éventuellement corriger les séries. Je commence par présenter les outils mathématiques que j'utilise pour identifier automatiquement d'éventuels modèles dominants dans les séries.

Ajustement

Les ajustements de modèle utilisés dans cette section sont effectués avec un algorithme d'optimisation par moindres carrés de Limited memory Broyden Fletcher Goldfarb Shanno (L-BFGS-B) (BYRD et al., 1995, ZHU et al., 1997). En plus de paramètres ajustés, la fonction me permet d'obtenir la matrice de covariance associée. J'utilise la racine des termes diagonaux de cette matrice comme incertitudes sur les paramètres ajustés en les considérant non corrélés.

Calcul du χ^2

Le test de χ^2 est très utilisé pour les études statistiques car il permet de valider ou d'invalider un modèle. Je calcule les valeurs de χ^2 et celles du χ^2 réduit (χ_{k*}^2) qui correspond au χ^2 normalisé par le nombre de degrés de liberté :

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(v_i - V_{ki})^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{III.4}) \quad \chi_{k*}^2 = \frac{1}{N_{klib}} \sum_{i=1}^n \frac{(v_i - V_{ki})^2}{\sigma_i^2} = \frac{\chi_k^2}{N_{klib}} \quad (\text{III.5})$$

où N_{klib} correspond au nombre de degrés de liberté du modèle k , n est le nombre de vitesses de la série, V_{ki} est la valeur de la vitesse i obtenue avec le modèle k , les v_i sont les VR et σ_i les incertitudes associées à chaque vitesse.

Ce calcul est assez efficace grâce à la pondération par les erreurs évoquée au modèle 0 : un point éloigné du modèle n'invalidera pas le modèle si son incertitude de mesure est grande. Cette valeur de χ^2 s'accompagne d'un calcul de probabilité : une probabilité de χ^2 faible indique que le modèle ne suffit pas à expliquer la dispersion observée compte tenu des incertitudes. Cependant, ce test ne permet pas de voir quel signal domine la série, mais permet d'exclure un modèle. Les valeurs de probabilité de χ^2 s'effondrent très rapidement si le modèle ne passe pas par tous les points.

Calcul de Fred

Pour pouvoir quantifier l'amélioration d'un modèle par rapport à un autre, j'utilise un nouveau critère nommé Fred basé uniquement sur les χ^2 réduits (χ_{*}^2), calculé de la manière suivante :

$$Fred_{j/k} = \frac{\chi_{k*}^2 - \chi_{j*}^2}{\chi_{k*}^2} \quad (\text{III.6})$$

$$Fred_{j/0} = \frac{\chi_{0*}^2 - \chi_{j*}^2}{\chi_{0*}^2} \quad (\text{III.7})$$

qui compare le modèle j au modèle k en utilisant le χ^2 réduit de chaque modèle (χ_{j*}^2 et χ_{k*}^2). En prenant le cas particulier de la comparaison avec le modèle constant (identifié par 0 dans l'équation III.7), on voit bien l'intérêt de cette comparaison : Fred varie entre $-\infty$ et 1. Un Fred positif exprime une amélioration, un Fred nul n'indique presque aucune amélioration et un Fred négatif qu'il n'y pas d'amélioration. La valeur négative peut surprendre mais contrairement au χ^2 , le χ_{*}^2 augmente si la dispersion reste inchangée alors que le nombre de paramètres ajustés augmente. En calculant ce Fred pour chaque modèle par rapport au modèle 0, il suffit de choisir le modèle ayant le plus grand rapport Fred (à la condition qu'il soit positif).

Calcul de Ftest

Le choix du modèle se base sur la plus grande amélioration de la dispersion, mais il faut vérifier si cette amélioration est significative en effectuant un Ftest. Ce test statistique permet de vérifier l'amélioration grâce à des lois de probabilités et de valider le modèle choisi. La valeur du Ftest se calcule via la formule suivante :

$$F_{j/k} = (N_{klib}) \cdot \frac{\chi_k^2 - \chi_j^2}{\chi_j^2} \quad (\text{III.8})$$

(voir ZECHMEISTER et al., 2009a), où N_{klib} correspond au nombre de degrés de liberté du modèle j testé par rapport au modèle k. Je peux ensuite calculer la probabilité de cet amélioration avec deux lois de densité (fonctions beta incomplètes). Une faible probabilité exprime cette fois une amélioration significative, une probabilité proche de 1 indique au contraire que les deux modèles sont équivalents.

Pour choisir un modèle il faudra donc une valeur positive et maximale de Fred et une probabilité de Ftest presque nulle pour le valider.

III.2.3 Présentation des modèles

Une fois les outils mathématiques pris en main, il faut choisir les différents modèles à tester, en se basant sur des hypothèses de physique stellaire et de dynamique képlérienne. Je reprends le modèle 1 (fonction affine) proposé par CUMMING et al., (1999), et je rajoute deux modèles un peu plus complexes : le modèle polynomial d'ordre 2 et le modèle sinusoidal. J'effectue l'ajustement de chaque modèle en utilisant une fonction de minimisation par la méthode des moindres carrés. Cette fonction me renvoie les paramètres estimés, mais aussi la matrice de covariance associée, dont j'utilise la racine carrée des termes diagonaux comme incertitude sur chaque paramètre estimé dans toute cette étude.

Explication par une droite : modèle 1

On trouve des séries de VR dominées par une accélération constante qui indique une VR qui varie de manière linéaire. L'accélération séculaire constante a déjà été corrigée, il faut donc comprendre ce qui peut provoquer un tel mouvement. La présence d'un compagnon lointain est l'explication la plus probable de ce type de dynamique, dans le cas où les observations ne couvrent qu'une petite partie de l'orbite. Il s'agit bien souvent de binaires à longue séparation comme les cas de GJ 618A et GJ 9568 présentés en figure III.5.

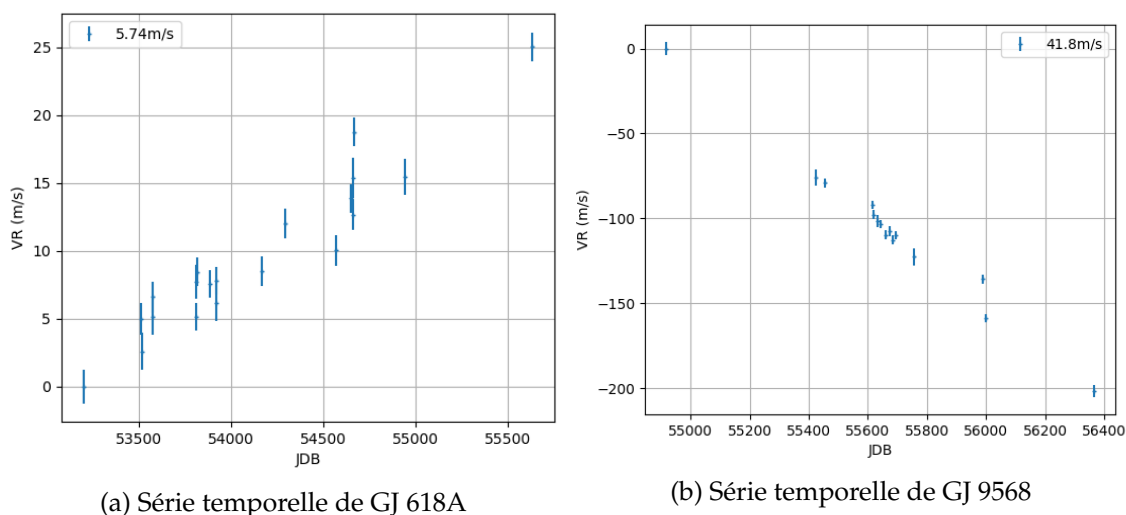


FIGURE III.5. – Exemples de séries temporelles dominées par une pente. Séries de VR de GJ 618A à gauche, et de GJ 9568 à droite.

Ce type de pente assez importante explique la dispersion excessive mesurée à l'étape précédente, de 5.74 m/s dans le cas de GJ 618A et de 41.8 m/s dans le cas de GJ 9568. Le calcul de Fred permet de repérer ce type de cas non identifié avec un test de χ^2 classique.

Explication par un polynôme : modèle 2

En se basant sur la logique du modèle précédent et en tenant compte de la couverture temporelle de certains programmes d'observation, on peut imaginer compléter progressi-

vement l'orbite d'un éventuel compagnon. Ce modèle est absent des études de CUMMING et al., (1999) et BONFILS et al., (2013b) mais me semble nécessaire aujourd'hui. Les études précédentes sont basées sur cinq à six ans d'observation alors que je peux actuellement atteindre dix-huit ans de suivi avec HARPS. La probabilité de contenir une orbite un peu plus complète d'un compagnon massif à longue séparation est plus importante et c'est pourquoi je tiens compte de ces cas en proposant le modèle polynomial d'ordre 2 dans mon étude.

À cette justification s'ajoute un autre cas : les étoiles dont les mesures de VR sont dominées par l'activité stellaire long terme (de type cycle solaire). Dans ce cas, le signal ne provient pas d'une dynamique képlérienne mais d'un signal stellaire intrinsèque : décalage de la mesure de la vitesse causé par une déformation des raies du spectre due à l'activité stellaire. Des variations à long terme pourraient être causées par un cycle d'activité (caractérisé par l'alternance de périodes calmes et actives, voir chapitre V).

Deux exemples de séries (GJ 229 et GJ 680) dominées par une fonction polynomiale sont montrés en figure III.6.

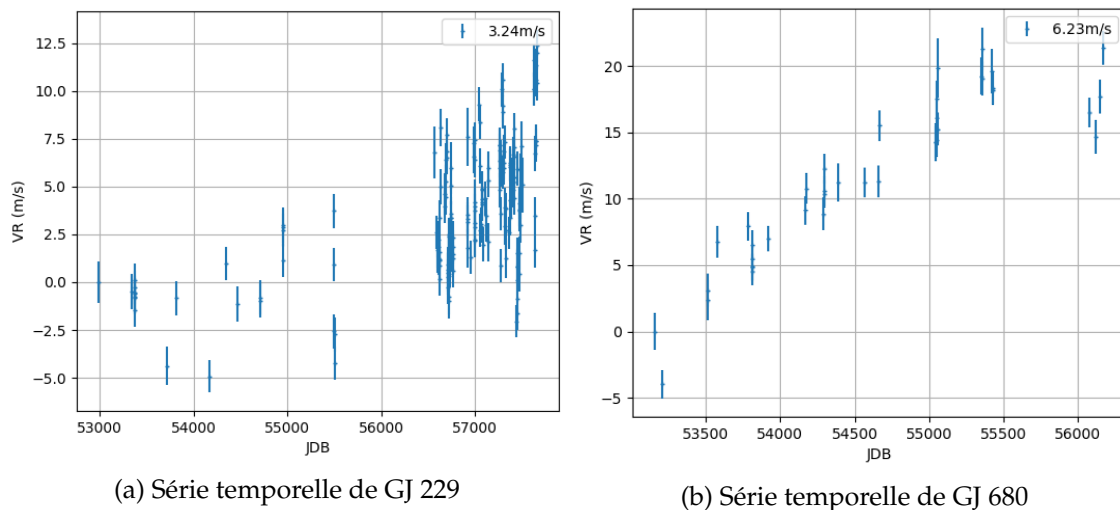


FIGURE III.6. – Exemples de séries temporelles dominées par une fonction polynômiale de degré 2.

Explication par une sinusoïde de grande amplitude : modèle 3

Parmi les étoiles de l'échantillon, certaines possèdent un compagnon massif qui crée un signal képlérien d'amplitude importante (par rapport aux précisions VR). Cette amplitude peut expliquer que le modèle constant ne suffise pas expliquer la dispersion de la série temporelle. Pour identifier ces variations l'ajustement d'une sinusoïde reste le moyen le plus simple dans le cas où l'excentricité est assez faible. À ce stade, le but de cette étape n'est pas de détecter des systèmes planétaires (ceci sera fait à la fin de ce chapitre) mais le signal dominant la série temporelle. C'est pourquoi je borne l'ajustement aux grandes valeurs d'amplitude (de l'ordre de l'amplitude maximale de la série temporelle) et à une

période minimale d'un quart de la couverture temporelle. Les signaux à plus courtes périodes sont recherchés avec des outils plus adaptés dans la suite de l'étude.

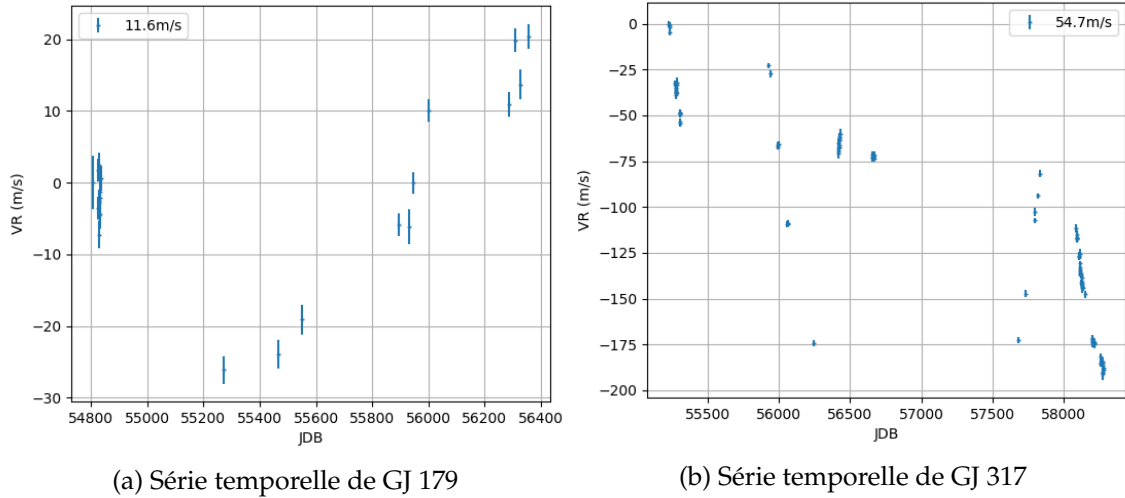


FIGURE III.7. – Exemples de séries temporelles dominées par une fonction képlérienne de grande amplitude.

À gauche : Série VR de GJ 179 dominée par la présence d'un compagnon à 2288 jours de période HOWARD et al., (2010). À droite : Série VR de GJ 317 dominée par la présence de plusieurs compagnons, dont un compagnon à 762 jours de période JOHNSON et al., (2007).

Pour prendre en compte la combinaison de deux objets massifs à moyenne et grande période (par rapport à la couverture temporelle) autour d'une même étoile, je teste aussi un modèle sinusoïdal combiné à une pente.

III.2.4 Choix du modèle et correction

J'utilise les outils mathématiques décrits en III.2.2 pour tester et valider les modèles 1,2 et 3 présentés dans la partie précédente sur l'ensemble des 200 étoiles. Pour rappel, je sélectionne un modèle avec la valeur maximale positive du rapport Fred, puis je le valide avec le Ftest. Avant toute recherche d'identification de modèle dominant, il faut sélectionner les séries avec une dispersion excessive repérées à l'étape d'analyse du modèle constant. C'est pourquoi le premier critère concerne les probabilités de F_{value} et de χ_0^2 : $P(\chi_0^2) < 0.05$ et $P(F_{value}) < 0.2$ (valeurs extraites de la figure III.4a). Ces deux probabilités doivent être très basses pour invalider le modèle 0. Par la suite, je n'utilise finalement plus la probabilité de χ^2 car ce test cherche à valider un modèle, alors qu'à ce stade de l'étude, je ne cherche qu'à identifier un modèle dominant, mais pas forcément suffisant pour décrire la dispersion.

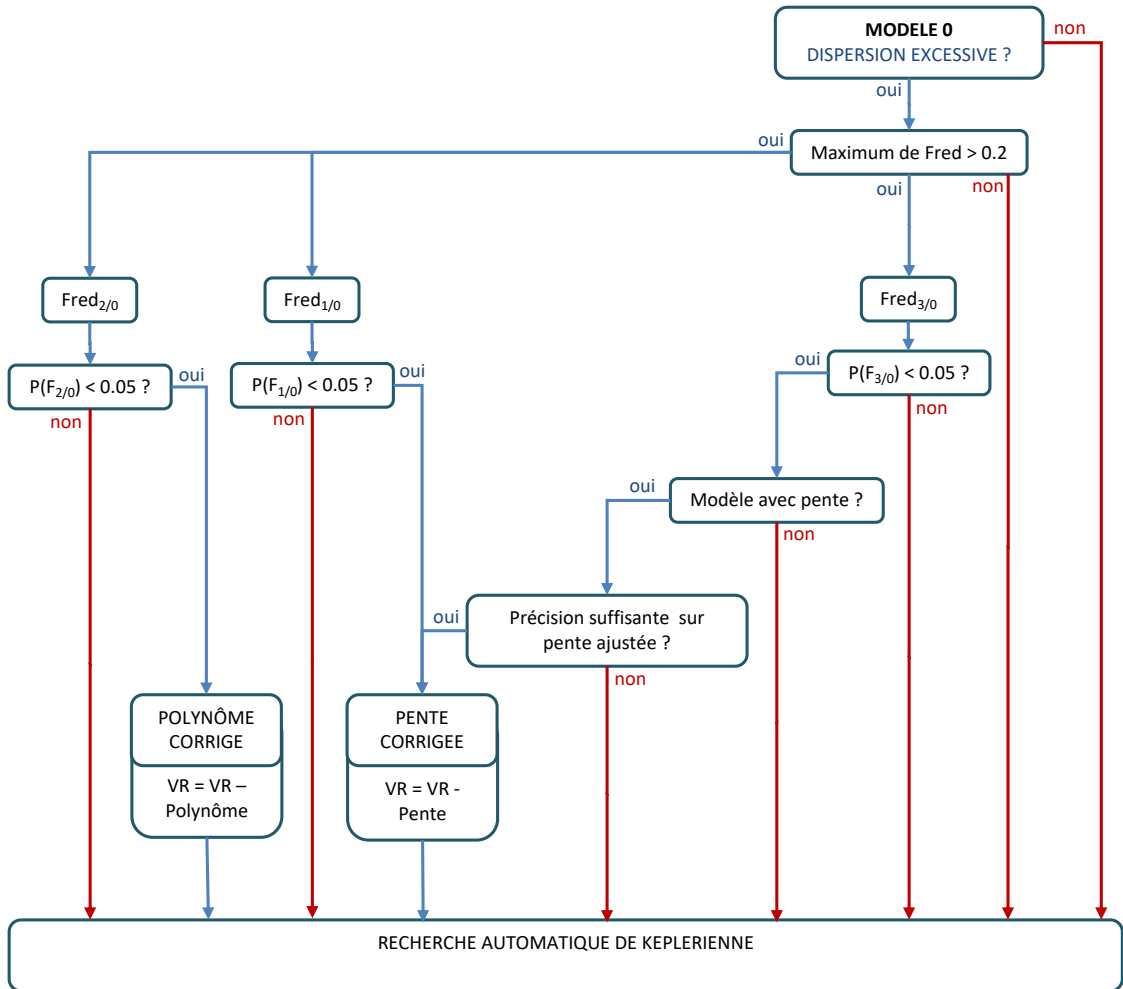


FIGURE III.8. – Organigramme des choix du modèle dominant

L’organigramme de la figure III.8 résume tout le procédé de sélection décrit dans les prochains paragraphes. La sélection du modèle qui domine la série n’est pas itérative, et le modèle est choisi de manière exclusive : une série ne peut être dominée que par un seul modèle.

Modèles linéaire et polynomial

Une variation linéaire de VR traduit généralement la présence d’un compagnon lointain, dont l’orbite réflexe de l’étoile n’est que partiellement décrite dans la série VR. À partir de la valeur de la pente ajustée il est possible d’estimer la masse minimale projetée du compagnon. Cette première recherche permet de ressortir des cibles potentielles pour de l’imagerie ou du suivi astrométrique de compagnons massifs lointains.

J’utilise des combinaisons de seuils différentes pour valider chaque modèle. J’ai choisi d’identifier le modèle linéaire lorsque le rapport $Fred_{1/0}$ (entre le modèle 1 et le modèle 0)

est supérieur à la valeur de seuil de 0.2 et maximal (par rapport aux autres rapports Fred calculés). Pour que l'amélioration indiquée par le rapport Fred soit significative, il faut que la valeur de la probabilité de Ftest entre les modèles 1 et 0 soit très basse (inférieure à 0.05). La table III.1 rassemble les 15 étoiles dont la série de VR est dominée par une pente d'après les critères de seuil utilisés. On y retrouve GJ 618A et GJ 9568 montré(s) comme exemple en figure III.5. En plus de ces 16 étoiles, cette table comprend les six étoiles corrigées d'une pente à l'issue de l'ajustement du modèle 3 (procédure décrite plus en détail dans les paragraphes suivants).

Nom	Pente (m/s/an)			$Fred_{1/0}$	$Fred_{2/0}$	$Fred_{2/1}$	$Fred_{3/0}$
GJ 234	-468.36	±	4.49	0.999	0.999	-0.067	-0.404
GJ 569	-1.53	±	0.57	0.216	0.179	-0.047	-0.009
GJ 618A	3.42	±	0.26	0.901	0.898	-0.026	-0.427
GJ 667C	1.63	±	0.18	0.250	0.247	-0.004	0.241
GJ 676A	10.33	±	3.17	0.519	0.530	0.022	0.772
GJ 682	0.47	±	0.16	0.295	0.264	-0.043	0.084
GJ 707	1.51	±	0.46	0.379	0.337	-0.068	0.009
GJ 739	-4.86	±	0.78	0.103	0.104	0.001	0.839
GJ 849	0.86	±	0.45	0.041	0.079	0.040	0.943
GJ 864	-52.03	±	1.2	0.993	0.992	-0.050	0.992
GJ 1135	87.03	±	7.34	0.897	0.895	-0.020	0.507
GJ 3090	15.14	±	3.67	0.314	0.308	-0.009	-0.068
GJ 3141	678.63	±	150.72	0.682	0.637	-0.142	0.607
GJ 3279	-724.70	±	91.96	0.872	0.854	-0.143	0.115
GJ 3804	-1.16	±	0.36	0.360	0.331	-0.045	0.257
GJ 3813	23.26	±	2.44	0.819	0.812	-0.040	0.741
GJ 4056	-456.74	±	168.32	0.415	0.353	-0.105	0.213
GJ 4206	6.67	±	1.02	0.617	0.601	-0.042	0.557
GJ 4254	-119.55	±	23.35	-0.0244	0.6423	0.651	0.981
GJ 9425	-0.29	±	0.46	0.0116	0.0657	0.055	0.690
GJ 9568	-49.92	±	2.03	0.978	0.976	-0.067	0.588
GJ 9588	10.72	±	13.70	-0.021	-0.0315	-0.010	0.908

TABLE III.1. – Cibles dont la série temporelle est dominée par une pente.

J'ai choisi d'identifier le modèle polynômial lorsque l'amélioration entre les modèles 2 et 0 est importante ce qui se traduit par une valeur de $Fred_{2/0}$ maximale et supérieure à 0.2. On peut aussi utiliser le rapport entre les modèles 2 et 1 : pour que le modèle polynômial se justifie par rapport à une pente plus simple, il suffit que le rapport $Fred_{2/1}$ soit positif. En effet, si le modèle polynômial est similaire à une pente (avec un coefficient de second degré très faible), alors les χ^2 des deux modèles sont égaux. Cependant, comme le modèle polynômial ajuste un paramètre supplémentaire, le nombre de degrés de liberté est légèrement plus faible, donc le χ^2 réduit du modèle polynômial est supérieur à celui du modèle de pente ($\chi_{2*}^2 > \chi_{1*}^2$) et le rapport $Fred_{2/1}$ est négatif. On vérifie ce tri dans la

table III.1 dans laquelle la colonne des $Fred_{2/1}$ indique bien des valeurs négatives pour toutes les séries dominées par une pente. Pour confirmer l'ajustement polynomial, il faut à nouveau que les probabilités de $Ftest_{2/0}$ et $Ftest_{2/1}$ soit inférieures à 0.05. Parmi les 178 étoiles restantes, 29 sont dominées par un polynôme de degré 2 d'après les seuils de la table III.3, dont les deux exemples GJ 229 et GJ 680.

Nom	$Fred_{2/0}$	$Fred_{2/1}$	Nom	$Fred_{2/0}$	$Fred_{2/1}$	Nom	$Fred_{2/0}$	$Fred_{2/1}$
GJ 105B	0.5885	0.6056	GJ 680	0.9168	0.5061	GJ 3779	0.9825	0.1529
GJ 126	0.2051	0.158	GJ 1001A	0.3064	0.2203	GJ 3871	0.3319	0.0395
GJ 208	0.4805	0.2201	GJ 1252	0.5399	0.5245	GJ 3874	0.2735	0.2517
GJ 229	0.2071	0.0439	GJ 2121	0.8132	0.4019	GJ 4079	0.204	0.2406
GJ 333	0.4704	0.3822	GJ 3212	0.8591	0.8536	GJ 4088	0.7526	0.6149
GJ 334	0.3022	0.1735	GJ 3501	0.7684	0.7771	GJ 4332	0.3379	0.2602
GJ 369	0.3194	0.0125	GJ 3528	0.2048	0.2431	GJ 4364	0.4818	0.5325
GJ 480	0.2282	0.0635	GJ 3530	0.5607	0.1067	GJ 9066	0.8284	0.201
GJ 634	0.3376	0.171	GJ 3634	0.7988	0.0118	GJ 9118B	0.9981	0.9967
GJ 660	0.8892	0.1061	GJ 3700	0.7403	0.0106			

TABLE III.2. – Étoiles dont la série temporelle est dominée par une fonction polynomiale.

Modèles Paramètres	Modèle 1 (Pente)	Modèle 2 (Polynôme)
$P(F_0)$	petit (< 0.2)	petit (< 0.2)
$P(\chi_0^2)$	bas (< 0.05)	bas (< 0.05)
$P(F_{1/0})$	bas (< 0.05)	-
$Fred_{1/0}$	élevé (> 0.2)	-
$P(F_{2/0})$	bas (< 0.05)	bas (< 0.05)
$P(F_{2/1})$	élevé (> 0.5)	bas (< 0.05)
$Fred_{2/0}$	élevé (> 0.2)	élevé (> 0.2)
$Fred_{2/1}$	négatif	positif

TABLE III.3. – Conditions sur les paramètres statistiques utilisés pour valider les modèles linéaire et polynômial.

Ces valeurs de seuils ont été choisies après de multiples itérations et vérifications manuelles et cet ensemble, présenté dans la table III.3, semble aujourd'hui optimal pour cette sélection automatique des modèles. Un Fred supérieur à 0.5 indique que le modèle explique plus de la moitié de la dispersion (d'où le terme de "dominant"). Entre 0.2 et 0.5, le modèle explique une partie un peu moins grande de la dispersion mais reste tout de même important, et le terme "dominant" n'est alors plus trop adapté.

Les séries dominées par les modèles 1 et 2 sont corrigées de l'ajustement correspondant : 22 séries de VR sont corrigées d'une pente et 29 d'une fonction polynomiale.

Modèles sinusoïdal et brut

Le modèle sinusoïdal est testé pour repérer les séries temporelles dominées par le signal d'un objet massif orbitant à une période proche de la couverture temporelle. Pour sélectionner ce modèle, il faut donc que le rapport $Fred_{3/0}$ (entre les modèle 3 et 0) soit maximal et supérieur à 0.2 et que la probabilité de F_{test} entre ces deux modèles soit très basse. Ces critères permettent d'identifier douze systèmes (listés dans la table III.4), dont six ont déjà été publiés. On retrouve d'ailleurs GJ 179 et GJ 317 montré(e)s dans la présentation de ce modèle (figure III.7). Les six étoiles pour lesquelles je ne trouve pas de référence à un compagnon dans la littérature sont étudiées en détail dans la suite de ce chapitre car leur analyse nécessite un ajustement képlerien. Dans cette table, les étoiles marquées d'une astérisque sont dominées par un signal sinusoïdal et une pente et sont aussi présentes dans la table III.1.

Nom	Période (j)	Référence
GJ 179*	2288±155	HOWARD et al., (2010)
GJ 317	762±4	JOHNSON et al., (2007)
GJ 676A*	7337±17	SAHLMANN et al., (2016)
GJ 832	3687±700	BAILEY et al., (2008)
GJ 849*	1924±1	BUTLER et al., (2006)
GJ 3307	6193±2496	MIGNON et al., (2022a)
GJ 4001	2672±84	MIGNON et al., (2022a)
GJ 4254*	1453±22	MIGNON et al., (2022a)
GJ 4303	1267±1380	MIGNON et al., (2022a)
GJ 9425*	1800±31	MOUTOU et al., (2011)
GJ 9482*	3622±5.5	MIGNON et al., (2022a)
GJ 9588*	620±5	MIGNON et al., (2022a)

TABLE III.4. – Cibles dominées par une grande fonction sinusoïdale

Je teste aussi un modèle légèrement plus complexe comprenant une pente en plus de la sinusoïde. Je compare alors l'incertitude sur la pente ajustée avec le modèle 1 avec celle ajustée avec le modèle 3. Si la précision de la pente obtenue avec l'ajustement sinusoïdal est meilleure, alors je considère que cette pente est plus fiable que celle proposée par l'ajustement linéaire, et je corrige de la pente obtenue. L'exemple de GJ 676A (cas présenté en figure III.9) illustre cette situation : l'objet très massif GJ 676A c (SAHLMANN et al., 2016) cause une pente détectable uniquement lorsque j'ajuste une sinusoïde et une pente en même temps. La deuxième planète GJ 676A b crée un signal périodique de grande amplitude qui domine les ajustements linéaire et polynômial montrés en figures III.9a et III.9b. Les résidus issus de la soustraction du modèle polynômial (en orange) et ceux issus de la soustraction de la pente trouvée avec la sinusoïde (en bleu) sont présentés en figure III.9d.

Même si la correction de la pente issue de l'ajustement sinusoïdal n'est pas optimale, elle évite une mauvaise correction. En effet, dans cet exemple la dispersion des résidus du modèle polynômial est bien inférieure à celles des résidus des modèles linéaire et constants. Sans ce test, cette série aurait été corrigée du modèle polynômial d'ordre 2 car

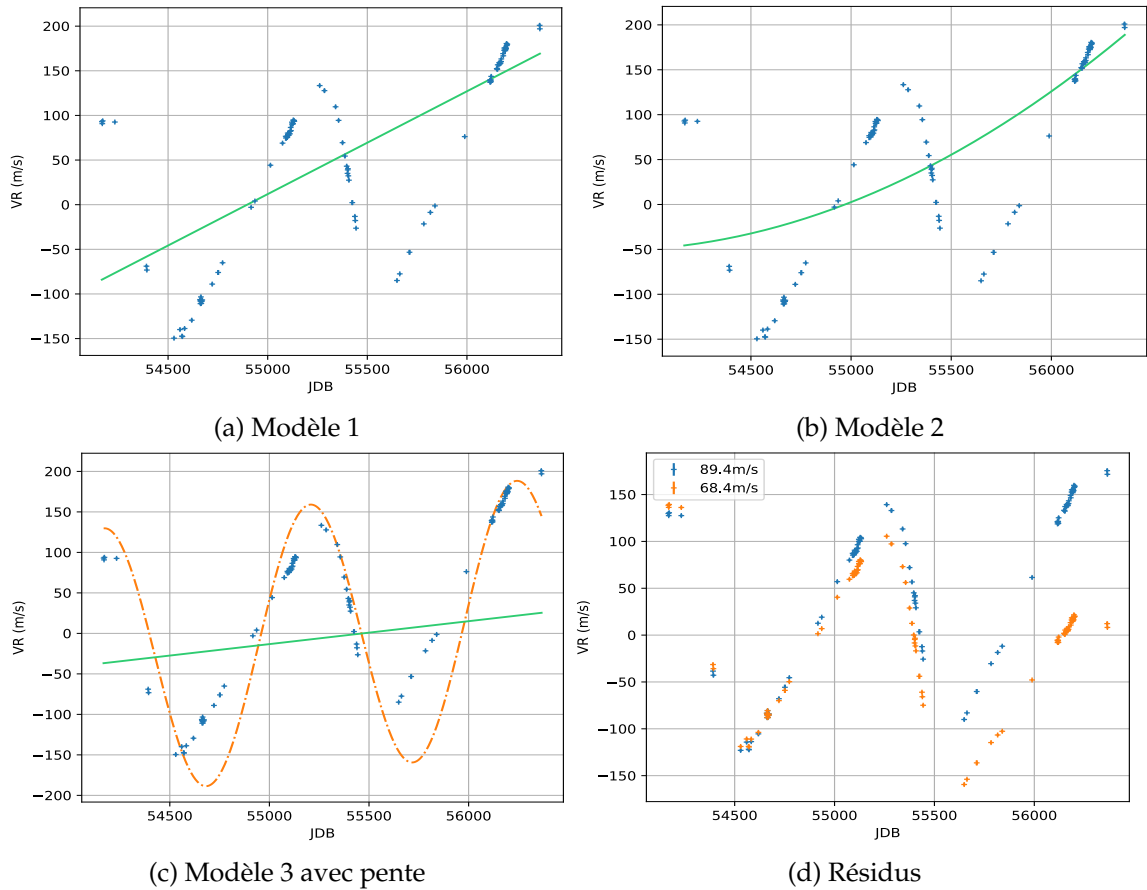


FIGURE III.9. – Série temporelle de GJ 676A

Ajustements des différents modèles sur les données de VR de GJ 676A. Ajustement linéaire en haut à gauche (figure III.9a), ajustement polynomial en haut à droite (figure III.9b), ajustement sinusoïdal avec pente en bas à gauche (figure III.9c). La figure III.9d montre les résidus de l'ajustement linéaire en orange et ceux de la pente issue de l'ajustement sinusoïdal en bleu.

c'est le modèle qui propose la meilleure amélioration de χ^2 . Corriger automatiquement toutes les séries VR d'une fonction polynomiale est une méthode qui peut soustraire également une partie des signaux de plus courte période, qu'il sera donc très difficile de retrouver par la suite.

Cet exemple ainsi que ceux de GJ 832 et GJ 849 (en figure III.10) illustrent pourquoi il est absolument nécessaire de tester un modèle plus complexe avant de lancer toute correction automatique dans une analyse systématique de grands échantillons.

Dans le cas des 37 étoiles concernées par le changement de fibre, je rajoute un paramètre supplémentaire à l'ajustement pour modéliser le décalage en VR à cette date, comme on peut le voir sur la figure III.10b. La date est marquée par un trait rouge vertical et on distingue les trois valeurs de saut obtenues par les trois ajustements. Ces 37 cas particuliers sont abordés plus en détail dans la section suivante.

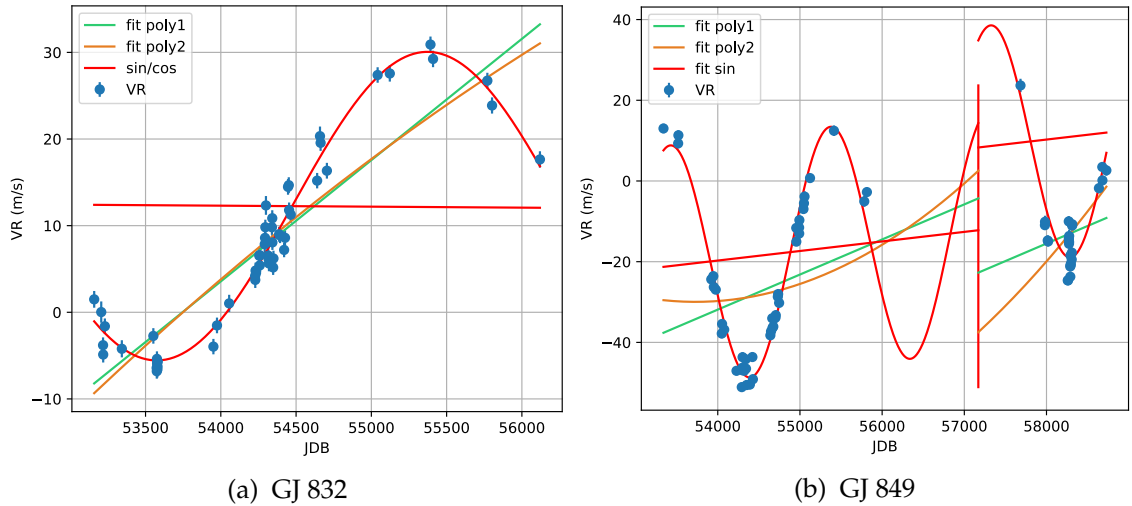


FIGURE III.10. – Séries temporelles non corrigées - Sinusoïde

Séries temporelles (en bleu) de GJ 832 (à gauche) et GJ 849 (à droite), sur lesquelles j'ai rajouté l'ajustement linéaire (en vert), l'ajustement polynomial (en orange) et l'ajustement sinusoidal et sa pente (en rouge). Sur la figure III.10b, le trait rouge vertical représente la date de changement de fibre sur HARPS et marque le saut ajusté dans ce cas.

Au final, je compte six objets de la table III.1 pour lesquels le meilleur rapport des Fred est celui entre le modèle 3 (avec pente) et le modèle 0. Ces six objets sont donc bien corrigés d'une pente uniquement et rejoignent l'échantillon des cibles dont la série temporelle est dominée par une pente. La correction de pente est alors aussi sauvegardée pour vérifier si elle correspond à un compagnon déjà publié.

Le modèle brut correspond par définition au modèle plat, mais il correspond aussi aux modèles non-validés. Autrement dit, une fois les trois modèles testés, si aucun ne convient, c'est le modèle brut qui est privilégié. Concrètement, il ne s'agit pas de séries temporelles plates car elles possèdent une dispersion excessive (comme on peut le voir sur la figure III.11), mais cette dispersion n'est pas explicable par l'un des modèles proposés. La dispersion autour du modèle constant vaut par exemple environ 150 m/s pour GJ 803 et 9.75 m/s pour GJ 581. La suite de l'étude vise à comprendre une telle dispersion puisque les trois modèles testés ne peuvent pour l'instant proposer aucune explication physique de ces valeurs.

Je propose à nouveau deux explications pour ces cas : soit la variation de VR a un caractère plus ou moins stochastique ou quasi-périodique qui pourrait être provoqué par une activité stellaire importante, soit il s'agit d'un ou de plusieurs signaux à plus courte période. J'examine ces deux hypothèses en commençant par une étude de périodicité au chapitre suivant et une analyse des effets de l'activité stellaire au chapitre V.

La figure III.12 permet de synthétiser les cas rencontrés : 29 séries ont été corrigées d'un modèle polynomial (en vert), 22 séries ont été corrigées d'une pente, dont 6 à l'issue d'un ajustement de sinusoïde et pente (en rouge) et 16 à l'issue d'un simple ajustement de pente,

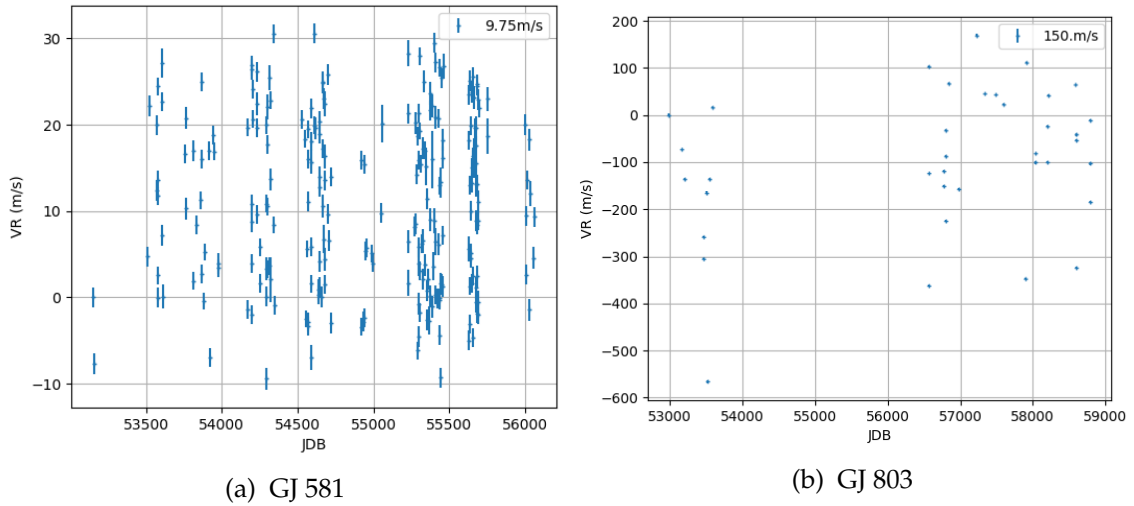


FIGURE III.11. – Séries temporelles non corrigées - Brut

À gauche : série de VR de GJ 581, autour de laquelle on a détecté un système de 3 planètes, d’après la base de données de la NASA, (BONFILS et al., 2005, UDRY et al., 2007, MAYOR et al., 2009). À droite : série de VR de GJ 803, étoile très active (CRANMER et al., 2013, MARTIOLI et al., 2020).

136 n’ont pas de modèle privilégié et 13 sont dominées par une fonction sinusoïdale non corrigée (7 en sinus simple et 6 en sinus et pente non validée).

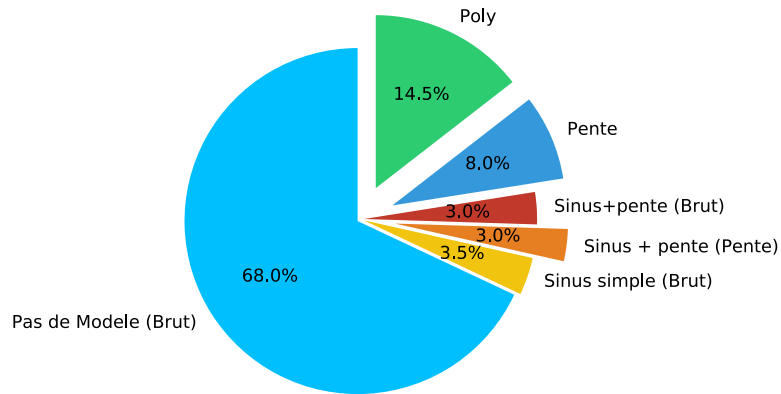


FIGURE III.12. – Répartition des étoiles entre les modèles long terme

À ce stade de l’analyse, je considère les séries de VR corrigées de tout modèle dominant. La suite de l’analyse est donc effectuée sur les résidus des ajustements. Avant de passer à l’étape d’analyse des signaux périodiques des séries de VR, je présente dans la section suivante le travail particulier effectué sur les 37 étoiles concernées par le changement de fibres.

III.3 CARACTÉRISATION DU SAUT D'U AU CHANGEMENT DE FIBRES

Au cours de cette analyse long terme des séries temporelles de VR, j'ai effectué un traitement particulier sur les 37 étoiles concernées par le changement de fibres. Je présente dans cette section l'analyse et les résultats de cette étape particulière.

III.3.1 État des lieux sur cet évènement

Le changement de fibres et ses conséquences ont été présentés par les équipes de l'ESO et de Genève (CURTO et al., 2015) dès la mise à jour de l'instrument HARPS. Dans cette présentation des nouvelles performances de l'instrument, ils proposent une première étude des conséquences du changement sur la mesure de VR sur 21 cibles. Parmi elles, on trouve deux naines M (GJ 87 et GJ 588) présentes également dans mon échantillon. D'après cette étude, la valeur du saut en VR varie en fonction du type spectral de la cible car elle dépend de la largeur des raies. Ce saut varie de plusieurs dizaines de mètres par seconde pour les étoiles les plus massives jusqu'à seulement quelques mètres par seconde pour les naines M : 0.736 m/s pour GJ 87 et -2.281 m/s pour GJ 588 (CURTO et al., 2015). Par la suite, l'étude de TRIFONOV et al., (2020) sur un grand relevé HARPS et utilisant SERVAL pour extraire les VR propose une nouvelle analyse de ce saut. Ce travail détermine une valeur de saut de -3.91 ± 0.53 m/s pour les types spectraux M et L en se basant sur 43 étoiles. Mon analyse de 37 naines M conclut à une valeur de -3.41 ± 2.44 m/s en accord avec les deux premières études.

III.3.2 Méthode d'estimation du saut

Je considère que les jeux de données réalisés avant et après le changement de fibre doivent être traités comme effectués par deux instruments différents et j'ai extrait des VR à partir de spectres médians différents comme je le précise à la fin du chapitre II précédent. La méthode la plus utilisée dans ce type de situation consiste à faire la moyenne avant et après changement et de considérer l'écart entre les deux moyennes comme étant le saut recherché. Cependant, cette méthode n'est valable que sous certaines hypothèses : il faut suffisamment de mesures avant et après changement pour que les moyennes aient un sens, il ne faut pas que la série soit dominée par un signal à long terme ou un signal stochastique et il faut un bon échantillonnage. Je considère ces trois hypothèses invalidées dans mon étude donc je propose d'estimer le saut de manière plus adaptée aux séries (de sorte à pouvoir l'utiliser dans un cas plus général).

Lors des étapes d'ajustement de modèles décrites dans la section précédente, je rajoute un paramètre à ajuster pour chacune des 37 séries concernées par le changement de fibres. Je fixe cependant des bornes à l'ajustement du saut en me basant sur les études précédentes : +40 à -20 m/s. Ainsi, pour ces étoiles, j'évite les divergences et chaque modèle

ajusté me permet une estimation du saut. Le choix est fait sur les mêmes critères de sélection que pour la validation du modèle, et j'en retire la valeur du saut pour chaque étoile.

Nom	χ_0^2*	χ_1^2*	χ_2^2*	χ_3^2*	saut (m/s)
GJ 54.1	3.75	3.77	3.45	6.78	-5.90 ± 0.45
GJ 87	1.91	1.88	1.80	1.81	-2.99 ± 0.31
GJ 126	2.370	2.24	1.88	1.96	-8.52 ± 0.75
GJ 163	14.62	14.64	13.87	13.99	-4.97 ± 1.33
GJ 176	20.90	18.68	18.67	19.05	-7.55 ± 1.08
GJ 191	7.061	7.11	6.20	7.08	-2.60 ± 0.40
GJ 213	3.38	3.32	3.20	3.24	-5.46 ± 0.43
GJ 229	10.65	8.84	8.45	13.11	0.14 ± 0.68
GJ 273	7.36	7.27	7.28	7.05	-1.28 ± 0.38
GJ 317	279.03	200.58	191.84	157.38	-3.41 ± 2.44
GJ 367	5.97	6.11	6.15	5.62	-7.34 ± 0.81
GJ 393	4.86	4.84	4.79	4.57	-1.77 ± 0.35
GJ 447	3.60	3.30	3.28	3.19	-3.29 ± 0.64
GJ 514	7.86	7.72	7.59	10.17	-1.56 ± 0.72
GJ 536	15.37	14.32	14.36	104.09	40.31 ± 0.80
GJ 551	5.37	5.12	4.83	4.94	-3.48 ± 0.43
GJ 588	8.12	7.15	7.25	7.49	-7.64 ± 1.70
GJ 628	7.83	7.87	7.91	26.91	-8.80 ± 0.73
GJ 654	4.87	4.85	4.85	4.67	-1.02 ± 0.38
GJ 667C	13.25	9.94	9.98	10.06	-4.42 ± 1.90
GJ 674	45.55	45.64	45.25	45.47	-4.25 ± 1.03
GJ 693	2.61	2.621	2.63	2.81	-3.44 ± 0.41
GJ 701	4.87	4.854	4.884	4.50	-0.12 ± 0.46
GJ 752A	9.69	9.281	9.091	8.33	-2.31 ± 0.49
GJ 754	3.78	3.776	3.80	4.93	-3.00 ± 0.64
GJ 803	> 10 ⁴	> 10 ⁴	> 10 ⁴	> 10 ⁴	-3.41 ± 2.44
GJ 849	194.79	186.79	179.32	11.06	20.51 ± 4.85
GJ 876	> 10 ⁴	> 10 ⁴	> 10 ⁴	> 10 ⁴	-3.41 ± 2.44
GJ 880	12.93	12.92	12.56	12.51	0.03 ± 0.64
GJ 887	24.09	23.76	22.57	22.41	-7.72 ± 0.84
GJ 1214	6.49	6.47	6.52	7.52	1.50 ± 2.42
GJ 2066	2.47	2.40	2.41	2.49	-2.53 ± 0.41
GJ 3135	1.34	1.32	1.32	1.54	-3.30 ± 0.49
GJ 3323	2.09	2.10	2.11	2.07	-2.94 ± 0.60
GJ 9482	622.99	612.36	546.53	555.83	-3.41 ± 2.44
GJ 9592	6.55	6.53	6.49	11.02	-1.19 ± 0.59
LP816-60	4.803	4.51	4.52	5.28	-4.95 ± 0.56

TABLE III.5. – Valeurs de saut déterminées.

Pour les 151 étoiles appartenant à l'échantillon brut, je distingue à nouveau les deux hypothèses proposées à la fin de la section précédente. J'estime le saut par la différence entre les moyennes avant et après le changement de fibres. Cependant, si cette solution fonctionne pour la plupart, elle ne peut pas être efficace pour des séries au caractère très stochastique. Je propose de prendre l'exemple le plus flagrant de l'échantillon : GJ 803

(aussi appelée Au MiC). Cette étoile particulièrement active qui possède un disque de débris émet de manière stochastique dans tous les domaines spectraux (CRANMER et al., 2013, MARTIOLI et al., 2020). Dans son cas, je ne peux identifier de modèle long terme dominant la série de VR, mais le modèle 0 ne peut pas non plus expliquer la forte dispersion. L'estimation du saut par chacun des modèles donne une valeur en butée de l'ajustement et la méthode par différence de moyenne donne un résultat gigantesque (183.5 m/s). J'ai donc décidé de sortir cette étoile du calcul de la valeur moyenne du saut.

III.3.3 Caractérisation

J'utilise finalement 33 étoiles pour estimer la valeur moyenne du saut de VR dû au changement de fibres (car j'enlève les quatre mesures extrêmes comme sur la figure III.13a). J'obtiens une valeur moyenne de -3.41 ± 2.44 m/s en accord avec les publications précédentes. En vérifiant la dépendance avec la sous-classe spectrale je m'attendais à retrouver l'allure générale obtenue par CURTO et al., (2015) mais ce n'est pas le cas pour l'instant comme le montrent la figure III.13b.

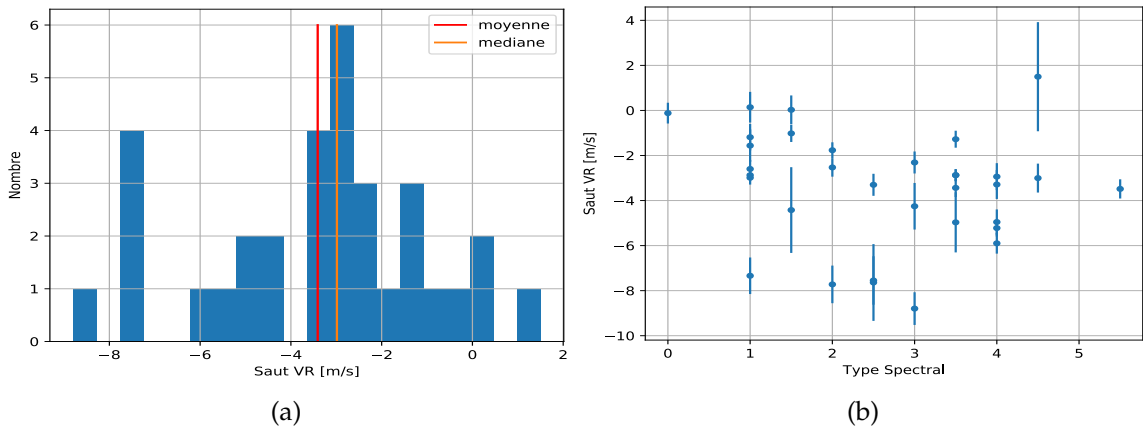


FIGURE III.13. – Caractérisation du saut

À gauche : Distribution recentrée sans les valeurs de butée avec les valeurs moyenne (rouge) et médiane (orange). À droite : valeurs choisies du saut en VR en fonction de la sous classe spectrale

Pour les 37 étoiles de l'échantillon concernées par le changement de fibres, je soustraie le saut ajusté à la série de VR effectuée après le changement. Pour les quatre étoiles GJ 317, GJ 803, GJ 876 et GJ 9482, j'applique la valeur moyenne obtenue de -3.41 m/s (avec une dispersion d'environ 2.44 m/s).

III.4 MÉTHODE ET OUTILS DE L'ANALYSE PÉRIODIQUE

À ce stade de l'étude, les séries temporelles dominées par une pente ou une fonction polynômiale ont été corrigées et je fais l'hypothèse que tout signal long terme n'apparaît plus dans la série de VR. Je présente dans cette section les outils de recherche de périodicité utilisés et les méthodes de vérifications et de validation des signaux mises au point.

III.4.1 Périodogrammes : Generalized Lomb Scargle

Un périodogramme est une analyse de Fourier de la périodicité des variations dans la série temporelle, ici de VR. Dans cette thèse, j'utilise le Generalized Lomb-Scargle (GLS) issu de ZECHMEISTER et al., (2009b), qui se base sur deux travaux : LOMB, (1976) et SCARGLE, (1982). Le premier est une méthode d'ajustement des moindres carrés appliquée à des données inégalement espacées, essentielle pour nos travaux, et le deuxième l'applique aux données astrophysiques.

Le GLS est une version qui prend en compte les incertitudes associées à chaque point lors du calcul de la puissance pour chaque période. Concrètement le périodogramme est une représentation de la puissance en fonction de la période testée (voir fig.III.14) : plus la puissance est élevée, plus les variations s'ajustent à la période testée.

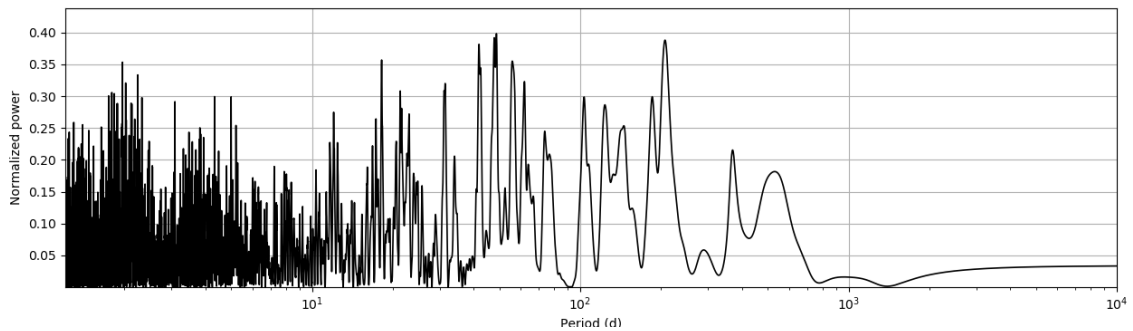


FIGURE III.14. – Périodogramme de GJ 1

Puissance normalisée renvoyée par le GLS en fonction des périodes testées (comprises entre 1.6 et 1000 jours) sur la série de VR de GJ 1.

D'après ZECHMEISTER et al., (2009b), le GLS revient donc à ajuster une fonction sinusoïdale à chaque période et comparer ensuite les ajustements entre eux.

Analyse de la fenêtre d'observation

Avant même d'aborder les différentes sources possibles de signal en VR, il est nécessaire de prendre en compte la fenêtre d'observation. En effet, le fait de ne pouvoir observer une étoile que quelques mois chaque année ne peut pas être ignoré dans une étude qui recherche de la périodicité. Je décris rapidement la méthode utilisée pour mesurer l'effet de la fenêtre d'observation sur le calcul du périodogramme. Pour commencer, je crée une série temporelle avec un pas régulier de un jour entre la première et la dernière nuit d'observation, puis j'attribue une valeur de signal de 1 à chaque date d'observation et 0 à toutes les dates non observées de la série. Ensuite, je calcule le périodogramme de cette nouvelle série temporelle qui exprime les différentes fréquences présentes dans l'échantillonnage de la série.

Le pic le plus visible est souvent celui de la fréquence annuelle d'observation que l'on voit à 365 jours sur les deux exemples de périodogrammes de la figure III.15. Cependant,

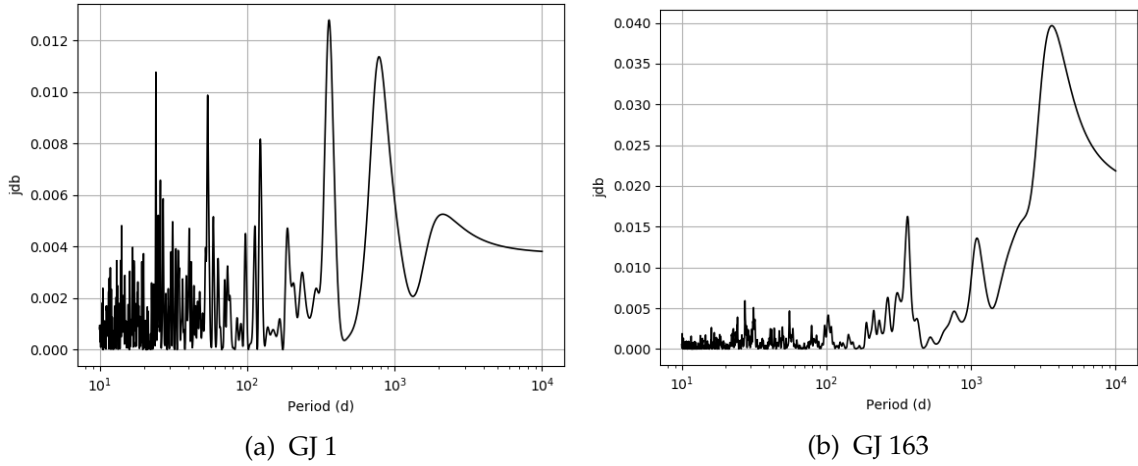


FIGURE III.15. – Périodogrammes des fenêtres d'observation.

Périodogrammes des séries synthétiques de GJ 1 et GJ 163. Les données des deux étoiles sont issues de programmes très différents s'étalant sur six ans pour GJ 1 et plus de quinze ans pour GJ 163.

d'autres pics peuvent apparaître en fonction de la couverture temporelle, des différents suivis et de la durée des saisons d'observation comme dans le cas du pic à grande période de GJ 163.

Calculs d'alias

Pour compléter l'analyse du périodogramme, il est également nécessaire d'aborder la notion d'alias (repliement du spectre en français) lorsqu'il y a un signal périodique dans la série temporelle. Je prends l'exemple d'une série temporelle hypothétique avec un signal planétaire à la période $P_{planete}$, observée tous les ans, pendant quatre mois à raison d'une mesure toutes les deux nuits. Il faut alors prendre en compte les alias du signal planétaire, calculés via l'équation suivante :

$$\frac{1}{P_{alias}} = n \cdot \frac{1}{P_{obs}} \pm \frac{1}{P_{planete}} \Leftrightarrow f_{alias} = n \cdot f_{obs} \pm f_{planete} \quad (\text{III.9})$$

où n est un entier naturel, P_{alias} correspond à la période résultante et P_{obs} aux différentes périodes présentes dans l'échantillonnage temporel. Dans cet exemple, il faut prendre en compte la période annuelle, la période saisonnière et la période (bi)journalière dans ce calcul.

La puissance du signal alias peut parfois être comparable à celle du signal planétaire, si bien qu'il devient difficile d'identifier le signal de son/ses alias. Dans le cas d'observations astrophysiques depuis le sol, une étoile ne sera toujours observée que la nuit, ce qui implique, pour toute série temporelle, une périodicité d'environ 24 h. Il y a donc toujours un alias du signal planétaire autour de 1 jour. Dans le but d'éviter la confusion, nous avons choisi de ne commencer l'étude fréquentielle qu'à partir de 1.6 jour de période, au risque de manquer de rares détections à plus courte période.

Une fois ces pics identifiés et éliminés de l'analyse comme faux positifs, il faut vérifier que les maxima restants sont bien significatifs avant de commencer leur analyse.

Probabilité de fausse alarme

La probabilité de fausse alarme (False Alarm Probability (FAP) en anglais) est un outil classique très utilisé permettant de vérifier si le pic est bien au dessus du niveau de bruit pour la série temporelle testée. Pour la calculer, le code effectue mille séries permutées de la série temporelle : il garde l'échantillonnage temporel et attribue une valeur de VR prise au hasard dans la série. Ensuite, il calcule le périodogramme pour chaque série permutée et garde la puissance du pic maximum. Suite à cette étape un peu longue, j'obtiens donc mille maxima que je peux comparer au pic maximum de la série originelle non permutée. Le niveau de FAP du pic de la série de référence (non permutée) correspond au classement de sa puissance parmi les mille puissances maximales (issues des séries permutées). Ce classement est indiqué dans les tables III.6, III.7 et III.8 d'ajustement, dans la colonne FAP. En plus de la valeur de FAP du pic maximum, je calcule le niveau seuil de FAP à 1% qui correspond à la valeur du 990^e des mille maxima. Un pic supérieur au niveau de la FAP à 1% implique qu'il y a moins de 1% de chance que ce signal soit dû au bruit.

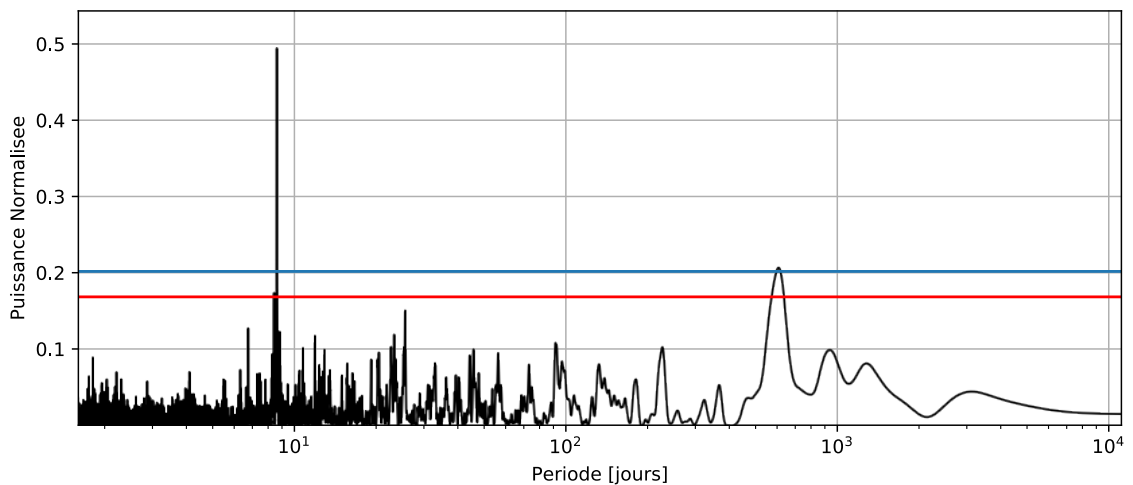


FIGURE III.16. – Périodogramme de GJ 163

Puissance en fonction de la période du signal testé (noir) sur la série de VR de GJ 163 avec le niveau de FAP à 1% (rouge) et celui 0.1% (bleu).

Sur la figure III.16, le niveau rouge marque la FAP à 1% et le bleu celui à 0.1%, soit la 990^e et la 999^e valeur des mille maxima de puissance. Dans cet exemple de GJ 163, on remarque clairement un maximum bien supérieur à ces niveaux autour de 8.5 jours ajusté plus précisément dans la section suivante provoqué par la planète GJ 163 b (BONFILS et al., 2013a). On remarque aussi un autre pic légèrement au dessus du niveau de la FAP à 0.1% autour de 600 jours également ajusté dans la section suivante est dû à la planète GJ 163 d (BONFILS et al., 2013a).

III.4.2 Ajustements képlériens

Pour chaque pic supérieur au niveau de la FAP à 1%, il faut maintenant rechercher le signal périodique associé en utilisant un modèle plus adapté. Dans le but de détecter des signaux planétaires, il faut ajuster une fonction képlérienne.

Recherche d'une képlérienne

Une fonction képlérienne correspond aux variations de VR dues au mouvement réflexe de l'étoile en présence d'un compagnon comme décrit dans l'équation I.2 du chapitre I introductif. Cette fonction dépend de quatre paramètres : l'amplitude K , l'excentricité e , la phase φ et la période p . À ces quatre paramètres, il faut rajouter une constante C correspondant à la moyenne arbitraire de la série.

Pour ajuster ces cinq paramètres, j'utilise à nouveau l'algorithme L-BFGS-B (BYRD et al., 1995, ZHU et al., 1997) basé sur une fonction d'optimisation des moindres carrés. J'utilise les termes diagonaux de la matrice de covariance renvoyée par l'algorithme pour estimer les incertitudes sur les paramètres ajustés (sous l'hypothèse que les paramètres ne sont pas corrélés). J'utilise l'algorithme dans un ensemble de fonctions proposé par J.B. Delisle (DELISLE et al., 2016) dans Data & Analysis Center for Exoplanets (DACE)², plateforme sur laquelle il est possible d'analyser et de visualiser les séries de VR de plusieurs instruments (HARPS, HARPS-N, HiReS, ESPRESSO). J'ai uniquement utilisé la structure du code d'ajustement et je l'ai intégrée dans un procédé itératif avec le GLS.

Pour débiter la recherche de képlérienne, je donne à cet algorithme une première estimation des quatre paramètres (K , e , C et φ), et la période correspondant au pic maximum du périodogramme. L'excentricité (e) est toujours choisie presque nulle en première estimation car les détections montrent que les systèmes à faible excentricité sont plus stables et donc plus fréquents (inférieures à 0.4 dans 81.4% des détections³). La valeur de l'amplitude (K) du signal est estimée par la dispersion (RMS) de la série car je ne recherche pas de période supérieure à la couverture temporelle à cette étape. La phase (φ) est initialisée à 0 degré et la constante (C) à la moyenne de la série temporelle.

Continuons de prendre l'exemple de GJ 163 : l'ajustement képlérien est initialisé à la période correspondant au pic le plus haut du périodogramme, à 8.6 jours, pour une excentricité nulle, et une amplitude d'environ 5 m/s. L'ajustement converge assez rapidement vers une solution représentée en figure III.17 comparable à la solution proposée dans BONFILS et al., (2013a).

J'applique cette étape de recherche de fonctions képlériennes à l'ensemble des 63 cibles pour lesquelles je détecte un pic dans le périodogramme dont la FAP est au dessus du niveau seuil de 1%.

2. <https://dace.unige.ch/tutorials/?tutorialId=3>

3. d'après données extraites de la base de données de la NASA

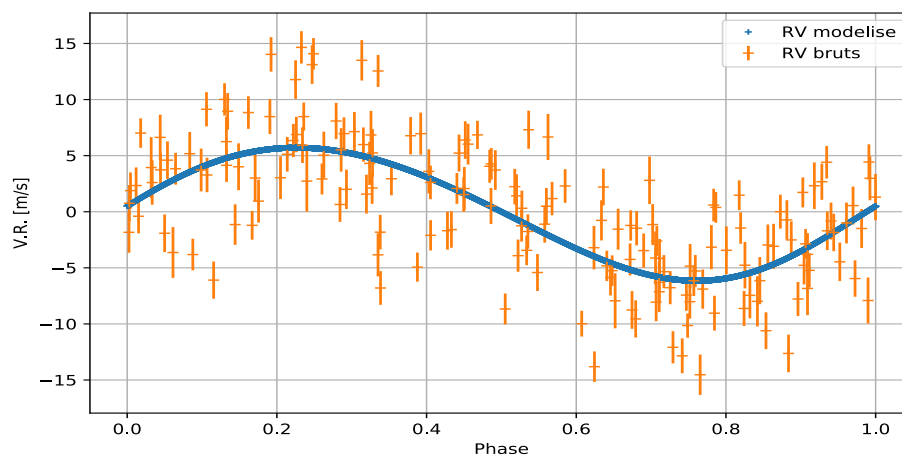


FIGURE III.17. – Ajustement képlerien de GJ 163

La série temporelle est repliée (orange) sur la phase du signal ajusté (bleu) à 8.5 jours de période.

Procédé itératif

Lorsque l'ajustement converge, il est alors possible de soustraire le signal képlerien à la série temporelle et de calculer un nouveau périodogramme sur les résidus. Si ce périodogramme possède à nouveau un pic au dessus du nouveau niveau de FAP à 1% (recalculé sur les résidus) alors il faut envisager un signal périodique supplémentaire. Pour cette nouvelle étape, je n'ajuste pas un nouveau jeu de paramètres aux résidus mais un double jeu de paramètres à la série temporelle d'origine, correspondant à un signal composé de deux képlériennes. Cette méthode d'ajustement permet d'extraire plus facilement deux signaux képlériens de périodes proches ou d'amplitudes très similaires. À nouveau, si l'ajustement de deux fonctions képlériennes converge alors il est possible de soustraire ce double signal et de calculer un nouveau périodogramme sur les résidus. Chaque nouvelle itération implique un nouvel ajustement avec quatre paramètres supplémentaires (car la constante C n'est calculée qu'une seule fois). Le procédé itératif s'arrête automatiquement lorsqu'aucun pic significatif (au dessus du niveau de FAP à 1%) n'est détecté dans le périodogramme des résidus ou bien à la cinquième itération car l'ajustement par L-BFGS-B n'est pas assez performant pour ajuster autant de paramètres.

III.5 ANALYSE PÉRIODIQUE DE L'ÉCHANTILLON

Cette section contient les résultats de l'analyse itérative de tous les signaux périodiques révélés pour les 200 étoiles de l'échantillon, en les triant étape par étape par leur origine physique.

III.5.1 Interprétation physique des pics

Sur l'ensemble des 200 étoiles, j'obtiens un total de 120 pics significatifs répartis parmi 63 étoiles. L'ajustement képlerien a convergé pour 104 pics répartis sur 52 étoiles diffé-

rentes. Je présente dans cette section tous les signaux déjà identifiés dans la littérature, regroupés par identification et les cas non identifiés nécessitant un travail supplémentaire.

Objets connus

La première identification des ajustements obtenus concerne les compagnons exoplanètes déjà publiés et référencés dans la base de données de la NASA⁴. La table III.6 rassemble les 52 exoplanètes publiées retrouvées dans l'analyse de notre échantillon. Dans cette table, la période indiquée dans la troisième colonne est celle trouvée lors de l'étape d'ajustement képlerien et non celle publiée par la référence de la découverte de la dernière colonne. Lorsque plusieurs périodes ont été identifiées pour une même étoile, elles apparaissent par ordre d'itérations successives. La colonne K contient la semi-amplitude (en m/s) de la képlerienne ajustée qui permet d'obtenir la masse projetée de la planète. La colonne correction contient l'information sur le traitement effectué sur la série pour retrouver la planète. La valeur contenue dans la colonne FAP correspond au rang de la puissance du pic principal par rapport aux mille maxima calculés. La valeur 0.0 correspond donc finalement à une FAP $< 10^{-3}$.

Nom	FAP	Période (j)	K (m/s)	Correction	Référence
GJ 54.1 c	0.0	3.0599±0.0002	1.91	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
d	0.0	4.6566±0.0003	1.69	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
b	0.0	2.02101±0.00005	1.61	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
GJ 163 b	0.0	8.6300±0.0003	5.70	-	BONFILS et al., 2013a
c	0.0	25.608±0.006	3.83	-	BONFILS et al., 2013a
d	0.0	642.15±1.65	3.40	-	BONFILS et al., 2013a
GJ 176 b	0.0	8.7754±0.0002	4.14	-	FORVEILLE et al., 2009
GJ 179 b	0.0	2321±500	23.87	-	HOWARD et al., 2010
GJ 180 b	0.0	17.124±0.006	4.26	-	FENG et al., 2020
GJ 221 c	0.0	125.44±0.09	7.27	polynôme	CURTO et al., 2013
b	0.0	3.87±0.01	4.32	-	CURTO et al., 2013
GJ 229 c	0.0	121.49±0.07	7.23	polynôme	FENG et al., 2020
b	0.0	528.17±6.7	1.26	-	FENG et al., 2020
GJ 273 b	0.0	18.661±0.004	1.44	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	0.0	4.7230±0.0002	1.14	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 393 b	0.0	7.0223±0.0008	1.04	-	AMADO et al., 2021
GJ 433 b	0.0	7.3721±0.0006	3.05	-	DELFOSE et al., 2013
GJ 447 b	0.0	9.861±0.002	1.68	polynôme	BONFILS et al., 2018b
GJ 480 b	0.002	9.548±0.005	5.61	polynôme	FENG et al., 2020
GJ 536 b	0.0	8.7089±0.0004	3.59	pente	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2017a
GJ 551 b	0.001	11.187±0.001	1.42	polynôme	ANGLADA-ESCUDÉ et al., 2016
GJ 581 b	0.0	5.36856±0.00006	12.77	-	BONFILS et al., 2005
c	0.0	12.914±0.001	3.25	-	UDRY et al., 2007
e	0.0	3.1489±0.0001	1.66	-	UDRY et al., 2007
GJ 628 d	0.0	217.914±0.305	2.48	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	0.0	17.865±0.003	2.10	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a

TABLE III.6. – continue sur la page suivante

4. <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/index.html>

Nom	FAP	Période (j)	K (m/s)	Correction	Référence
b	0.0	4.8872±0.0003	1.63	-	WRIGHT et al., 2016
GJ 667C b	0.0	7.2005±0.0001	3.97	penne	DELFOSSÉ et al., 2013
d	0.0	90.96±0.03	1.77	-	DELFOSSÉ et al., 2013
c	0.0	28.151±0.005	1.77	-	DELFOSSÉ et al., 2013
GJ 674 b	0.0	4.69507±0.00002	8.75	-	BONFILS et al., 2007
GJ 676A b	0.0	1039.3±0.6	-	penne	FORVEILLE et al., 2011
GJ 752A b	0.0	106.34±0.08	2.81	-	KAMINSKI et al., 2018
GJ 832 b	0.0	3684±97	17.39	sinusoïde	BAILEY et al., 2008
c	0.005	36.73±0.04	2.14	-	WITTENMYER et al., 2014
GJ 849 b	0.0	1796±3	20.8	sinusoïde	BUTLER et al., 2006
GJ 876 b	0.0	61.0320±0.0003	219.01	penne	DELFOSSÉ et al., 1998c
c	0.0	30.2310±0.0002	82.11	-	MARCY et al., 2001
d	0.001	1.93789±0.00001	5.90	-	RIVERA et al., 2005
GJ 1132 b	0.0	1.6287±0.0002	3.13	-	BERTA-THOMPSON et al., 2015
c	0.0	8.933±0.006	2.49	-	BONFILS et al., 2018a
d	0.0	177±2	3.3	-	BONFILS et al., 2018a
GJ 3053 b	0.0	24.84±0.03	5.36	-	DITTMANN et al., 2017
c	0.007	3.7816±0.0008	2.07	-	MENT et al., 2019
GJ 3293 b	0.0	30.611±0.006	14.10	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	0.0	123.4±0.1	24.44	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
d	0.0	48.16±0.03	5.33	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 3323 b	0.002	5.3551±0.0007	2.55	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	0.001	40.36±0.07	1.37	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 3341 b	0.0	14.208±0.005	2.83	-	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2015
GJ 3634 b	0.0	2.6458±0.0002	5.48	-	BONFILS et al., 2011
GJ 9018 b	0.0	15.79±0.02	4.64	-	TUOMI et al., 2014

TABLE III.6. – Objets déjà publiés et retrouvés par la méthode itérative

À noter que parmi les objets massifs détectés lors de l'ajustement de la fonction sinusoïdale, je n'ai pas pu retrouver GJ 317 b (JOHNSON et al., 2007), GJ 676A c (SAHLMANN et al., 2016) et , car les périodes sont trop importantes par rapport à la couverture temporelle pour ressortir lors de cette étape itérative . Cependant, les périodogrammes de VR de GJ 317 présentent des pics supérieurs au niveau de la FAP à 1%, donc cette étoile est étudiée spécifiquement dans la fin de ce chapitre.

Activité Stellaire

Comme indiqué dans le chapitre introductif et au début de ce chapitre, on retrouve fréquemment les conséquences de l'activité stellaire dans la mesure de la VR. En plus d'un éventuel cycle d'activité, la période de rotation est très souvent repérée dans les séries temporelles. Les taches masquent une partie du disque apparent de l'étoile et changent la répartition des contributions des différentes parties du disque. Dans le cas où la durée de vie de l'évènement est plus longue que la période de rotation de l'étoile, la déformation des raies devient quasi périodique et crée un signal à la période de rotation de l'étoile.

L'un des exemples le plus connu de ce phénomène est GJ 388, étoile présente dans l'échantillon, dont la série temporelle de VR est présentée repliée en phase en figure III.18. Ce signal périodique de 2.23 jours semble présent pendant environ 400 jours, soit un peu moins de 180 périodes de rotation de l'étoile. Nous supposons dans ce type de cas deux hypothèses : soit il s'agit de la signature d'une seule structure très importante et très stable, soit il s'agit de plusieurs structures consécutives de durée de vie plus courte. Cependant, l'amplitude et la phase du signal ne changent pas au cours des 180 rotations, ce qui impliquerait des structures successives identiques et à la même latitude. Nous privilégions donc plutôt la première hypothèse.

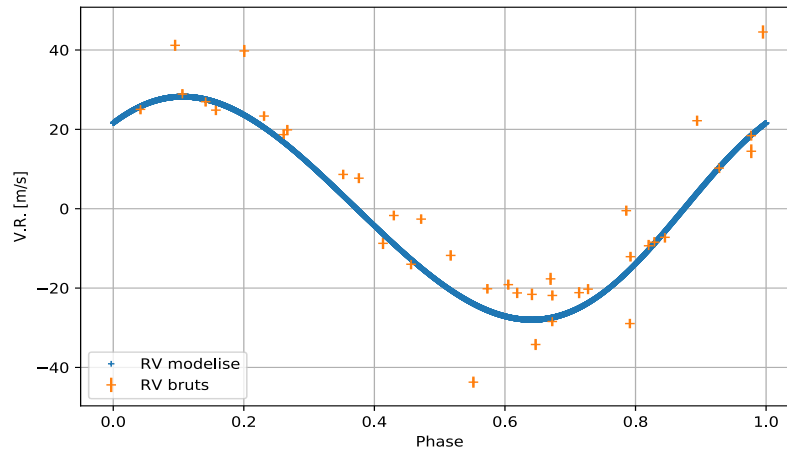


FIGURE III.18. – Ajustement képlérien de GJ 388

Signature de la période de rotation ajustée (bleu) sur la série temporelle VR repliée en phase (orange).

Sans aller beaucoup plus loin dans l'analyse des structures (durée de vie, contraste de température avec la photosphère, latitude, taille, ..) j'exclus à cette étape les signaux périodiques correspondant aux périodes de rotation déjà publiées (à partir de données de VR ou de photométrie). La table III.7 recense tous les signaux périodiques képlériens identifiés et interprétés comme signature de la période de rotation de l'étoile. La période P indiquée en troisième colonne correspond à celle retrouvée au cours de l'étape itérative, la période P_E correspond à une valeur empirique dérivée du niveau moyen d'activité (ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017c) que je présente dans le chapitre V et la période P_P celle publiée dans le cas de références connues.

Nom	FAP	P (j)	P_E (j)	P_P (j)	Méthode	Référence
GJ 87	0.004	53.15	72.6	53.05	$H\alpha$	MIGNON et al., 2021
GJ 205	0.0	27.2	21.1	20.	Ph	HÉBRARD et al., 2016
				33.4	Ph	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016
				35	$H\alpha$, Ca	MIGNON et al., 2021
GJ 229	0.0	27.60	25.3	27.3	Ph	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016
				27.6	$H\alpha$, NaD, Ca	MIGNON et al., 2021
	0.007	26.51		26.3	Ca	MIGNON et al., 2021

TABLE III.7. – continue sur la page suivante

Nom	FAP	P (j)	P_E (j)	P_P (j)	Méthode	Référence
GJ 358	0.0	24.96	21.2	25.4	Ph	HÉBRARD et al., 2016
GJ 388	0.0	2.23	-	2.23	VR	MORIN et al., 2008
GJ 393	0.0	38.5	44.6	37.2	Ca	MIGNON et al., 2021
	0.0	33.7				
GJ 406	0.0	2.69	-		Ph	ALONSO et al., 2019
GJ 447	0.0	61.9	100	123	VR	BONFILS et al., 2018a
				111	$H\alpha$	MIGNON et al., 2021
GJ 479	0.0	23.10	28.7	24	Ph	HÉBRARD et al., 2016
				22.5	Ch	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015
	0.01	11.27				
GJ 514	0.0	31.4	33.9		Ch	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015
	0.0	32.4		34.0	Ca, NaD	MIGNON et al., 2021
	0.0	15.15		15.1	$H\alpha$, NaD, Ca	MIGNON et al., 2021
GJ 536	0.0	43.9	32.6	43.1	Ph	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016
				39.	$H\alpha$, Ca	MIGNON et al., 2021
				49.	NaD	MIGNON et al., 2021
GJ 551	0.0	114	28.4		Ca, NaD, $H\alpha$	MIGNON et al., 2021
	0.0	44.6		83		KIRAGA et al., 2007
GJ 581	0.0	67	114	127	Ca, NaD, $H\alpha$	MIGNON et al., 2021
GJ 628	0.0	48.3	92.6	93	VR	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
	0.0	186				
GJ 667C	0.0	90.9	73	90	VR	ROBERTSON et al., 2014
	0.001	38.9				
	0.003	82.4				
GJ 674	0.0	36.68	33.3	33.9	Ch	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015
	0.007	35.62			Ph	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016
				35.2	$H\alpha$, Ca	MIGNON et al., 2021
	0.009	16.9				
GJ 740	0.002	17.58	23.4		-	TOLEDO-PADRÓN et al., 2021
				18.2	Ca	MIGNON et al., 2021
				37.2	$H\alpha$	MIGNON et al., 2021
GJ 849	0.0	35.8	58	39.2	Ch	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015
				39.2	$H\alpha$, Ca	MIGNON et al., 2021
GJ 880	0.001	40.17	25.8	37.5	Ch	SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015
				37	$H\alpha$, NaD, Ca	MIGNON et al., 2021
GJ 1132	0.	62.6	63	125	VR	BONFILS et al., 2018a
GJ 3148	0.0	11.14	16.2		-	-
	0.0	5.67			-	-
GJ 4303	0.002	17.63	15.5	17.5	$H\alpha$, NaD, Ca	MIGNON et al., 2021

TABLE III.7. – Objets dont la période de rotation est apparue dans la série VR

Nous avons à la fin de cette thèse analysé les effets de l'activité stellaire et déterminé les périodes de rotations de quelques cibles. J'ajoute donc à cette table celles pour lesquelles le signal képlérien correspond à la période de rotation trouvée et je détaille toute cette étape de l'analyse dans le chapitre V (indiqués par la référence MIGNON et al., 2021). La septième colonne indique la méthode utilisée dans la publication de la colonne suivante :

photométrie (Ph), indices chromosphériques (Ch - $H\alpha$, NaD, Ca), vitesse radiale (VR) Je reviens sur les différentes méthodes au chapitre V.

Comme expliqué en chapitre introductif, il est également possible de trouver un multiple de la période de rotation de l'étoile (BOISSE et al., 2011), j'identifie donc aussi les multiples dans la table III.7 (par exemples GJ 479 et GJ 3148). Ces 22 objets sont corrigés de la signature de la période de rotation trouvée et identifiée, même si cette correction n'est pas optimale et nécessiterait d'autres outils (processus Gaussien par exemple). À nouveau, cette table se base en grande partie sur le travail effectué à la fin de mon doctorat présenté en chapitre V dans lequel je la détaille.

Pics non identifiés

Parmi tous les pics repérés au dessus du niveau de la FAP à 1%, 24 ne sont pas identifiés par les propositions précédentes (listés en table III.8). Ces pics peuvent être dus à la présence d'un compagnon inconnu, ou à la signature de la période de rotation pas encore identifiée par une autre étude.

Nom	FAP	Periode (j)	K (m/s)	Correction
GJ 300	0.0	8.33	7.14	polynôme
GJ 317	0.0	314.40	38.95	-
	0.0	236.48	21.65	-
GJ 361	0.0	28.94	4.94	-
GJ 393	0.0	779.13	1.43	-
	0.0	51.9	1.73	-
GJ 480	0.001	9.55	5.60	polynôme
GJ 569	0.0	14.38	11.17	pente
GJ 588	0.0	21	2.5	-
	0.0	24.6	2.3	-
GJ 654	0.0	260.83	1.81	-
GJ 699	0.0	273	2.5	-
GJ 754	0.0	249	3.3	-
	0.0	17	1.9	-
GJ 739	0.0	137.86	4.06	pente
GJ 846	0.0	7.43	4.49	pente
GJ 855	0.0	620	67	-
GJ 880	0.0	40.05	2.32	polynôme
GJ 3307	0.0	3526	1271.02	-
GJ 4001	0.0	4274.92	608.94	-
GJ 4254	0.0	1453.68	3393.67	pente
GJ 4303	0.0	1267.26	45.06	-
	0.0	17.06	11.1	-
GJ 9588	0.0	558.72	-	pente

TABLE III.8. – Pics non identifiés

III.5.2 Statistique de détection

Pour terminer l'analyse périodique des séries VR, je compare l'échantillon détecté avec la base de données de la NASA. Pour ce faire, j'extrais de cette base toutes les planètes détectées autour des 200 étoiles. Je recense 43 systèmes publiés dont seulement 31 retrouvés avec mon étude (soit environ 72%), pour un total de 52 sur les 82 planètes publiées (soit environ 63%). Je vérifie dans une première partie pourquoi l'étude ne m'a pas permis d'identifier les douze systèmes manqués en les détaillant.

Systèmes complets manqués : méthode de détection et instruments

Ma première vérification concerne la méthode de détection des objets pris dans l'archive de la NASA. Les trois systèmes GJ 1252 b (SHPORER et al., 2020), GJ 1265 b (LUQUE et al., 2018) et GJ 3998 b/c (AFFER et al., 2016) ont été observées par HARPS moins de dix fois, ce qui est insuffisant pour cette étude. Ensuite, le choix de la période minimale testée à l'étape périodique empêche aussi de détecter deux systèmes : GJ 1214 b (CARTER et al., 2011) et GJ 3543 b (ASTUDILLO-DEFRU et al., 2015). Le premier système est issu d'une détection par transit à 1.58 jours de période et le deuxième a été détecté par la méthode des vitesses radiales à 1.12 jours de période. J'ai manuellement relancé ces deux systèmes en fixant la période minimale à 1.1 jour et j'ai alors pu les retrouver (voir table III.6). Je ne considère donc pas ces systèmes comme manqués par la méthode mais hors d'atteinte du fait des critères choisis.

Nom	FAP	Période (j)	K (m/s)	Correction	Référence
GJ 1214 b	0.0	1.58±	13.80	-	CARTER et al., 2011
GJ 3543 b	0.0	1.12±	2.67	polynôme	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2015

TABLE III.9. – Objets déjà publiés avec $p < 1.6$ jours.

GJ 9482 b est une planète d'une période publiée de 17337 jours (SEGRANSAN et al., 2011) pour laquelle j'identifie un signal sinusoïdal en plus d'une pente. Cette planète est donc manquée par l'analyse, je traite ce cas particulier à la fin de ce chapitre. À l'issue de cette vérification, les six systèmes non identifiés dans cette étude sont : GJ 357, GJ 422, GJ 682, GJ 740, GJ 1061, GJ 3779 et GJ 9482. Cependant, le système triple de GJ 357 (LUQUE et al., 2019) a été détecté en utilisant des données de TESS, CARMENES, HiReS, UVES et HARPS. Les systèmes planétaires de GJ 422 et GJ 682 ont été détectés en combinant les données issues de HARPS et UVES (TUOMI et al., 2014) en utilisant une méthode d'analyse plus poussée que le code L-BFGS-B. GJ 740 possède une planète détectée à l'aide des données issues de HARPS, HARPS-N et CARMENES (TOLEDO-PADRÓN et al., 2021). GJ 3779 héberge une planète détectée en VR en combinant CARMENES et HARPS. Je considère ces non-détections comme hors d'atteinte d'un relevé HARPS seul comme celui de mon étude.

Il ne reste finalement GJ 1061 et GJ 9482 pour lesquelles je n'arrive pas à extraire le signal publié sur les données HARPS. Dans le cas de GJ 1061, les données téléchargées sur

le site de l'ESO proviennent de trois programmes d'observation différents, ayant utilisé des masques différents et des valeurs de vitesses absolues très différentes pour la méthode CCF (écarts au delà du km/s). Le code de "template-matching" que j'utilise pour extraire les données utilise les vitesses issues de la méthode CCF pour fixer la fenêtre de longueur d'onde dans laquelle il cherche la VR par minimisation de χ^2 . Lorsque la vitesse moyenne calculée sur l'ensemble des vitesses CCF est trop éloignée de la valeur du décalage Doppler des mesures, l'extraction de la VR pose problème. Les données sont donc inexploitable en l'état. L'utilisation du code de "template-matching" m'a permis d'extraire des vitesses un peu plus utilisables mais le système demeure indétectable. Un système de 3 exoplanètes a été détecté (DREIZLER et al., 2020) sur ces mêmes données HARPS, mais je ne peux expliquer à ce jour la différence entre les données publiées pour la découverte et celles extraites de la DRS ou du "template-matching". Le cas de GJ 9482 est un peu plus complexe et je le détaille à la fin de ce chapitre parmi les candidats.

Finalement, je retrouve dans cette étude automatique 94% des systèmes planétaires détectés sur les données HARPS uniquement. Cependant, il reste encore 14 planètes non identifiées par mon étude dont il faut comprendre l'absence.

Planètes manquées dans les systèmes multiples : performances de l'analyse périodique

Les 14 planètes non détectées font partie de systèmes planétaires multiples. Pour ces systèmes et comme expliqué précédemment, l'ajustement que j'utilise n'est plus assez performant pour parvenir à converger avec autant de paramètres vers une solution fiable. Le système GJ 676A se compose de deux objets massifs repérés lors de l'étape sinusoïdale mais j'ai du mal à trouver les deux objets moins massifs à courte période de ce système : GJ 676A d et GJ 676A e respectivement à 3.5 et 35.39 jours de période. Je considère donc que cette méthode est très efficace pour détecter des systèmes planétaires, mais qu'une analyse plus performante est nécessaire pour étudier la multiplicité des systèmes planétaires.

III.6 ÉTUDE DES CANDIDATES

À la suite de cette analyse détaillée des signaux périodiques à court et long terme, j'analyse dans cette dernière section les 24 pics non identifiés. J'utilise la plateforme DACE pour effectuer cette analyse képlérienne. Les masses estimées des compagnons sont calculées en fonction de la masse de l'étoile hôte mais l'interface de DACE ne renvoie pas l'incertitude sur la masse ajustée. Les ajustements képlériens de cette dernière section sont une première analyse des signaux et les masses indiquées sont mises à titre indicatif.

III.6.1 Candidats massifs

Plus la couverture temporelle est importante, plus le signal d'un objet massif à grande période est détectable. Cette nouvelle étude de l'ensemble du relevé HARPS permet donc d'identifier de nouveaux compagnons massifs (planétaires et stellaires).

GJ 3307

GJ 3307 est une naine M assez massive ($0.63 \pm 0.01 M_{\odot}$) de type M2 (GAIDOS et al., 2014) dont la série de VR est dominée par une très grande sinusoïde. L’ajustement réalisé avec DACE propose un compagnon stellaire d’environ $0.091 M_{\odot}$ à une période minimale de 8396 ± 52300 jours (présenté en figure III.19). Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

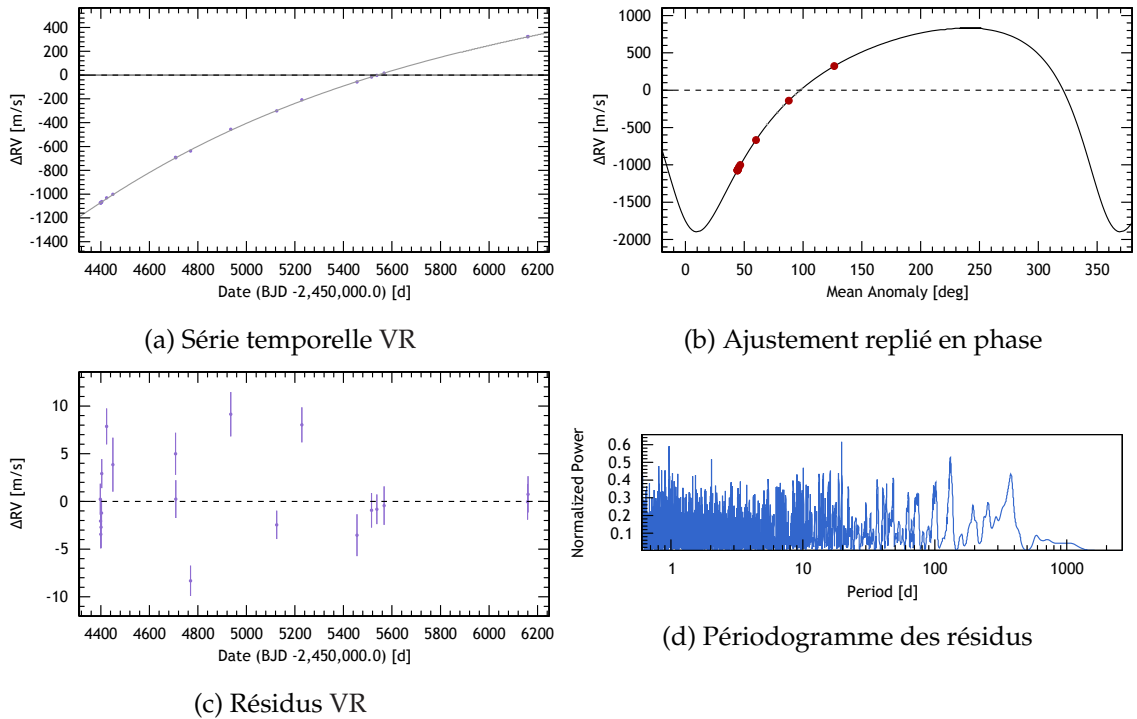


FIGURE III.19. – Analyse GJ 3307

L’orbite est très peu contrainte par les 20 vitesses de la série car seule une fraction de l’orbite est couverte par les observations. Les incertitudes sur les paramètres ajustés sont très importantes. De nouvelles mesures et une analyse plus poussée seront nécessaires pour caractériser ce système binaire et vérifier la dispersion des résidus (qui ne présentent aucune périodicité à l’issue de cet ajustement, voir figure III.19d). Cet ajustement correspond finalement à une variation à long terme que je soustrais pour ne travailler que sur les résidus dans la suite de cette étude.

GJ 4001

GJ 4001 est à nouveau une étoile assez massive ($0.66 \pm 0.03 M_{\odot}$) de type M1 (GAIDOS et al., 2014) dont la série est cette fois dominée par une orbite très excentrique (voir figure III.20). L’ajustement réalisé avec DACE propose un compagnon stellaire de $42.49 M_J$ à 7378 ± 84 jours de période (présenté en figure III.20). Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

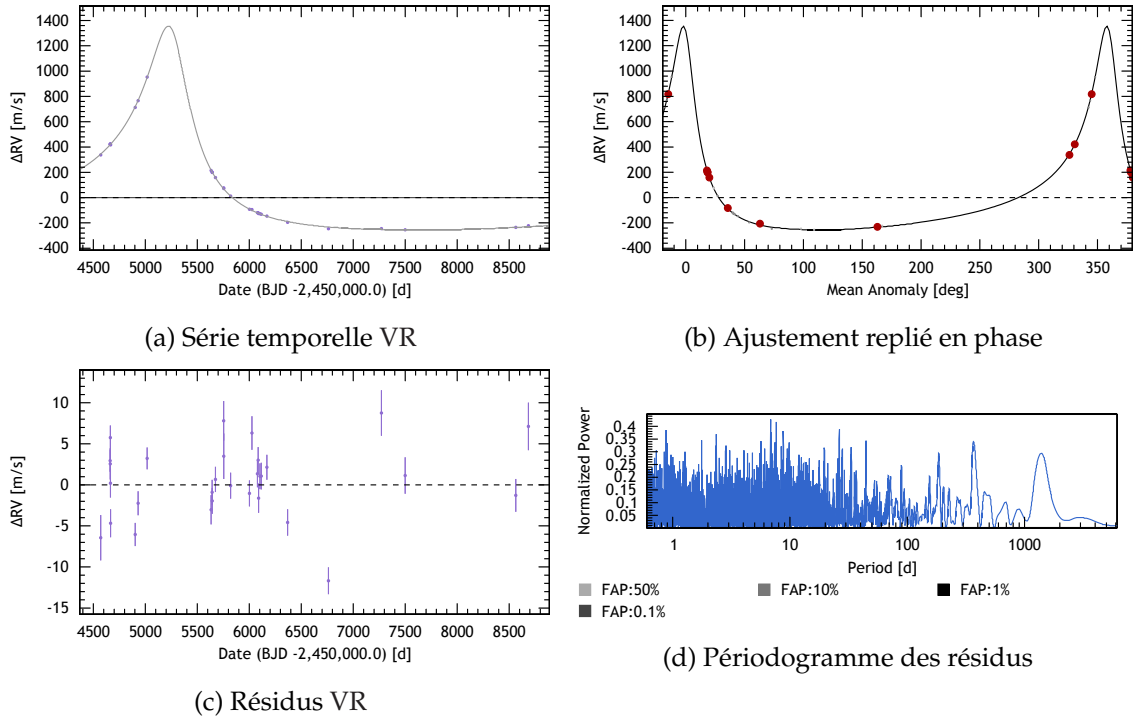


FIGURE III.20. – Analyse GJ 4001

Cette orbite très excentrique ($e = 0.717 \pm 0.005$) est un peu plus contrainte que dans le cas précédent, mais est encore difficile à caractériser. Pour ce cas particulier, nous avons commencé un travail en collaboration avec A. Leclerc et C. Babusiaux pour combiner VR et données astrométriques (HIPPARCOS et GAIA).

GJ 4254

GJ 4254 est une naine M massive ($0.79 \pm 0.02 M_{\odot}$) de type M0 (GAIDOS et al., 2014) dont la série est aussi dominée par une orbite très excentrique. L'ajustement réalisé avec DACE propose un compagnon stellaire de $0.14 M_{\odot}$ à 1005.6 ± 9.4 jours de période, mais il reste encore une grande dispersion dans les résidus et beaucoup de signal dans leur périodogramme. On constate aussi une forte corrélation entre les variations de FWHM et Bissector-Span (BIS-SPAN) et celles de la VR, indiquant clairement qu'il s'agit d'une binaire spectroscopique (SB2). Cette étoile est donc finalement exclue de cette étude car sa série de VR contient probablement le signal des deux objets et empêche donc toute analyse supplémentaire. Le périodogramme des VR avant l'ajustement est présent en Annexe B.

GJ 4303

GJ 4303 est une étoile de $0.54 \pm 0.01 M_{\odot}$ de type M1 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle un compagnon planétaire massif a déjà été repéré et est actuellement la cible d'un suivi d'imagerie à haut contraste (Beth Biller, SHERE). L'ajustement réalisé avec DACE (figure III.21) est à nouveau très peu contraint car la période est bien supérieure à la cou-

verture temporelle de la série. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

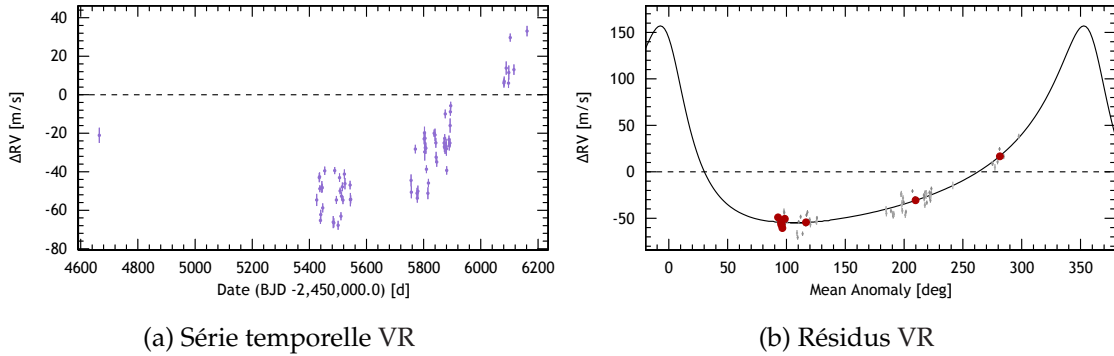


FIGURE III.21. – Analyse képlérienne GJ 4303

Cependant, l’étude en cours de Beth Biller contient des données de VR non publiques plus récentes indiquant une orbite bien plus grande et un compagnon bien plus massif. Le signal du compagnon est soustrait à ce stade de mon étude en me basant sur l’ajustement fait avec DACE, et je travaille sur la série des résidus dans la suite de mon étude.

GJ 9482

GJ 9482 est une naine M massive ($0.68 \pm 0.01 M_{\odot}$) de type M0 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle une planète de $9 \pm 6 M_J$ à 17337.5 ± 15512.5 jours a été détectée (SEGRANSAN et al., 2011). Je n’ai pas détecté de pente ni de signal sinusoïdal pour cette étoile donc je reprends ici son cas à titre d’exemple de détection manquée par mon étude. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B, il contient un pic légèrement supérieur au niveau de FAP mais l’ajustement képlérien n’a pas convergé car la pente n’a pas été identifiée lors de l’étude long terme.

Pour cette étoile, la pente ajustée peut tout à fait correspondre à GJ 9482 b puisque la couverture temporelle est d’environ 4880 jours et ne permet donc pas de conclure davantage sur cet objet. Cependant, l’ajustement permet d’identifier une deuxième planète à 3622 ± 5 jours de période, estimée à environ $3.7 M_J$. Cette orbite est trop excentrique (0.709 ± 0.004) pour être détectée avec les seuils choisis ($Fred_{3/0} < 0.2$ et $Fred_{1/0} < 0.2$). Il s’agit donc d’un cas limite non détecté par cette étude mais dont il faut poursuivre l’étude afin de caractériser davantage la planète mais aussi comprendre la grande dispersion des résidus.

GJ 9588

GJ 9588 (GJ 660.1) est une naine M de type M1 (GAIDOS et al., 2014) de $0.44 \pm 0.03 M_{\odot}$. Cette étoile possède un compagnon stellaire détecté par imagerie annoncé entre 0.075 et $0.080 M_{\odot}$ (SCHNEIDER et al., 2011) estimé à un type spectral M9 (± 2) à une distance projetée mesurée de 120 UA. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

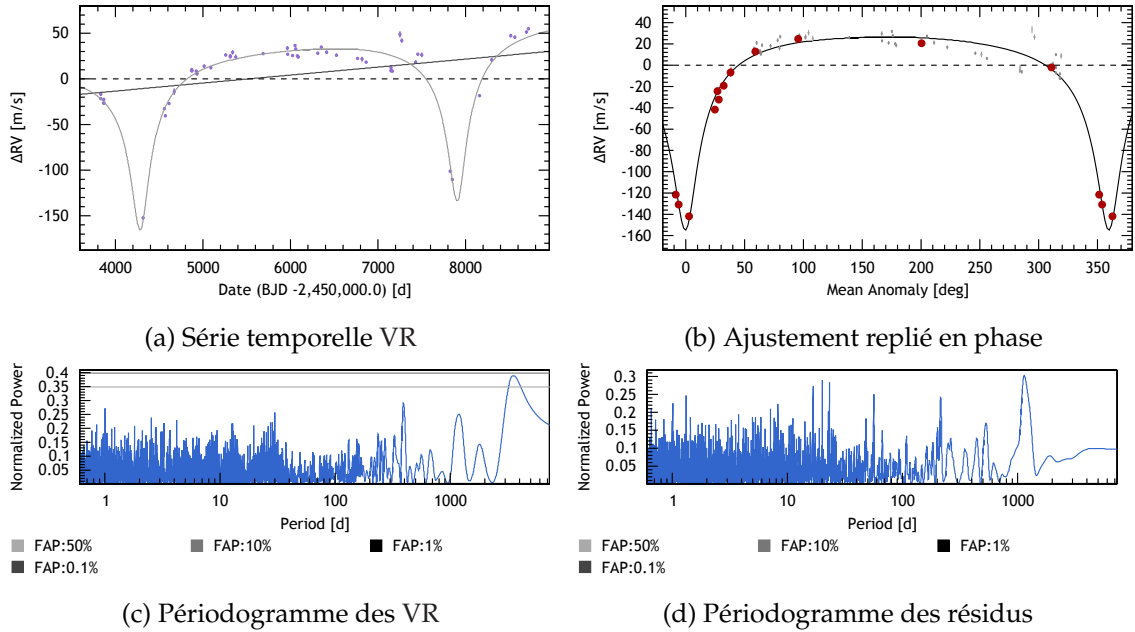


FIGURE III.22. – Analyse GJ 9482

Je prends en compte ce co-mouvement en rajoutant une fonction linéaire à l’ajustement képlérien effectué avec DACE. Cet ajustement propose au final un compagnon d’environ $34 M_J$ à 619.4 ± 0.5 jours de période (présenté en figure III.23) avec une pente de -12.2 m/s/an.

Il s’agit donc d’un système triple, pour lequel je ne détecte aucun compagnon planétaire dans les résidus. Je soustrais le signal des deux compagnons stellaires identifiés par cet ajustement et je travaille sur la série des résidus dans la suite de mon étude.

III.6.2 Candidats planétaires

En plus des compagnons massifs, l’analyse périodique des séries de VR a révélé des signaux encore non identifiés dont je présente une première analyse dans ce dernier paragraphe. J’ai aussi utilisé DACE pour réaliser les ajustements de séries VR.

GJ 300

GJ 300 est une étoile peu massive de l’échantillon de $0.27 \pm 0.09 M_{\odot}$ de type M5 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j’obtiens un signal à 8.33 jours au dessus du niveau de FAP à 1%. L’ajustement d’une seule képlérienne propose un objet très excentrique, je présente finalement ici une solution avec deux képlériennes. Cependant, l’orbite ajustée à 8.33 jours reste très excentrique (voir figure III.24). Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

Cet ajustement propose une première planète de $8.1 M_{\oplus}$ à 8.33 ± 0.01 jours de période avec une orbite très excentrique ($e = 0.70 \pm 0.04$) (voir figure III.24c) et une deuxième pla-

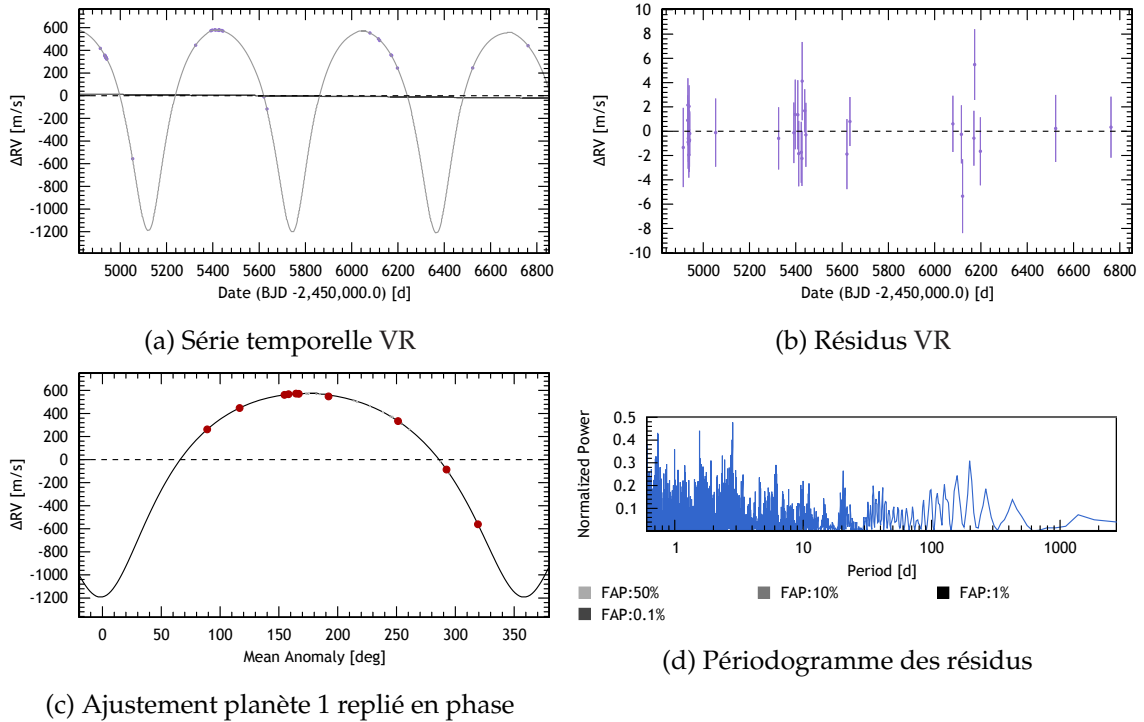


FIGURE III.23. – Analyse képlerienne GJ 9588

nète de $12.3 M_{\oplus}$ à 297 ± 4 jours de période. Cette deuxième planète provient du signal retrouvé dans le périodogramme des résidus visible en figure III.24e. Une orbite autant excentrique paraît difficilement possible pour une période en dessous de 10 jours, limite de la circularisation de l’orbite par effet de marée. Pour finir, la période de rotation dérivée du niveau d’activité moyen de cette étoile est de 67 jours environ, ce qui exclut que ce signal soit du à l’activité. Il est donc important de continuer à suivre cet objet pour converger sur une solution orbitale.

GJ 317

GJ 317 est une étoile de type M4 (GAIDOS et al., 2014) de $0.42 \pm 0.02 M_{\odot}$ qui possède deux planètes publiées. GJ 317 b est une planète de $1.75 \pm 0.06 M_J$ à 695.6 ± 0.4 jours de période (FENG et al., 2020) découverte par la méthode des VR (JOHNSON et al., 2007) et retrouvée lors de la recherche d’une sinusoïde. Lors de l’étape d’analyse périodique, le périodogramme des VR propose deux signaux à 314.4 puis après soustraction à 236.5 jours. Ces pics ne correspondent pas au système publié et j’ai fait un ajustement avec DACE. Ces deux pics trouvés dans le périodogramme sont en réalité principalement dus au mauvais échantillonnage de cette série. J’ai finalement pu ajuster avec DACE un système de deux planètes : une première planète jovienne à 694.6 ± 0.4 jours d’environ $1.7 M_J$ correspondant à celle publiée dans FENG et al., (2020) ; puis une deuxième planète jovienne à 3948 ± 113 jours de période d’environ $1.4 M_J$. La deuxième planète jovienne publiée par FENG et al., (2020) à environ 6700 jours de période mais je ne parviens pas à la retrouver

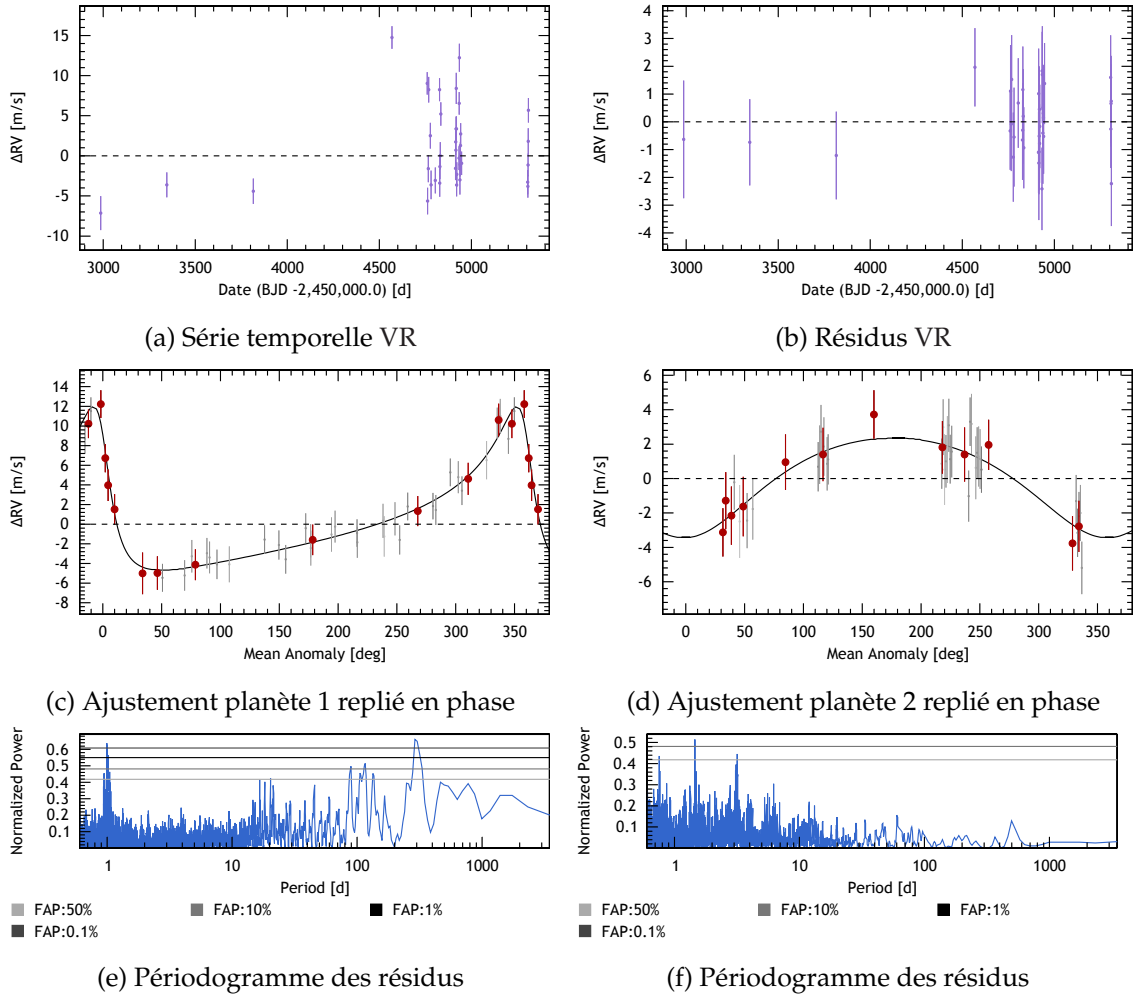


FIGURE III.24. – Analyse képlérienne GJ 300

lors de l’ajustement des données HARPS uniquement. Il s’agit à nouveau d’une période bien au delà de la couverture temporelle de la série (3050 jours) et donc difficile à estimer. À l’issue de cet ajustement avec DACE, le périodogramme des résidus de la série de VR ne présente plus de pic significatif. Je travaille sur ces résidus dans la suite de cette étude. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

GJ 361

GJ 361 est une étoile de $0.484 \pm 0.022 M_{\odot}$ de type M2 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j’obtiens deux signaux à 28.91 et 26.82 jours de période très au dessus du niveau de FAP à 1%. Le deuxième signal à 26.82 jours correspond à un alias (à 365 jours) du premier. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

Cet ajustement propose une fonction képlérienne à 28.95 jours assez peu fiable et on remarque un pic à 24.98 jours dans le périodogramme des résidus. Cette période est assez proche de la période de rotation empirique dérivée du niveau moyen d’activité

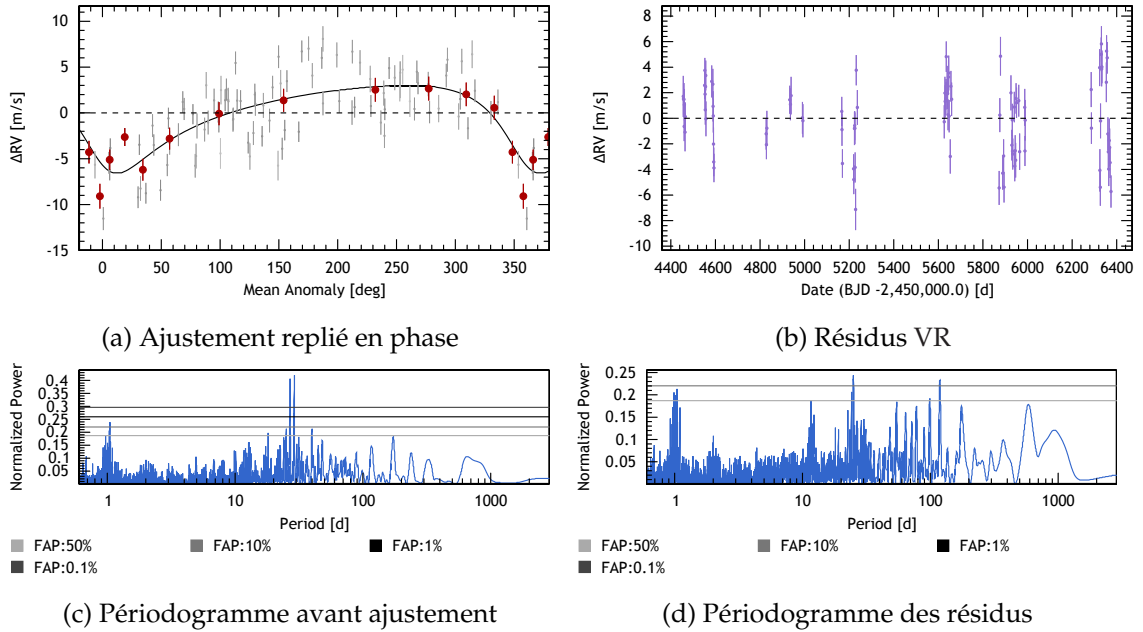


FIGURE III.25. – Analyse képlerienne GJ 361

(ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017c) d’environ 33 jours. Pour finir, mon analyse de la périodicité des indices chromosphériques réalisée à la fin de mon doctorat révèle un signal à 23.96 jours en indice S_{Ca} et un signal à 29.79 jours en indice S_{NaD} . Les indices chromosphériques renvoient donc des signaux très proches de celui identifié dans le périodogramme des VR. Je conclus pour l’instant que ce signal ne correspond pas à une planète mais plutôt à une signature de la période de rotation de l’étoile et je travaille sur les résidus de cet ajustement dans la suite de mon étude, tout comme les étoiles de la table III.7.

GJ 393

GJ 393 est une étoile de $0.43 \pm 0.11 M_{\odot}$ de type M2 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j’obtiens deux signaux à 779.13 et 51.9 jours à l’étape de recherche itérative de signaux périodiques dans les VR en plus du signal planétaire à 7.02 jours déjà publié dans AMADO et al., (2021). Cette étude plus poussée utilise à la fois les données de HARPS, CARMENES et HiReS mais aussi des données photométriques. Le signal planétaire a cependant été identifié par AMADO et al., (2021) après avoir soustrait un signal de la période de rotation à environ 34 jours (déterminée d’après les données Kepler) par processus Gaussien, mais aussi après avoir soustrait des signaux à beaucoup plus long terme considérés comme provoqués par l’activité stellaire. D’après AMADO et al., (2021), les deux signaux que je retrouve lors de l’étape itérative ne sont pas des candidates planétaires mais des conséquences de l’activité stellaire long terme. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

GJ 480

GJ 480 est une étoile de $0.46 \pm 0.02 M_{\odot}$ de type M4 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j'obtiens un signal à 9.55 jours de période à l'étape itérative. L'ajustement de ce signal seul ne suffit pas à expliquer la dispersion mesurée de la série. Cependant, l'étude des indices chromosphériques indique une très nette périodicité à 50 jours (en indices S_{Ca} et $S_{H\alpha}$) ainsi que l'harmonique à 25.5 jours (en indice S_{NaD}). J'ai donc ajusté simultanément un signal à 25 jours et le signal à 9.55 jours. Cette solution améliore considérablement l'ajustement du signal à 9.55 jours mais il faudra une analyse plus poussée (et notamment un procédé Gaussien pour soustraire le signal de l'activité) pour pouvoir conclure à une planète autour de GJ 480. Le périodogramme des VR avant l'ajustement est présent en Annexe B.

GJ 569

GJ 569 est une étoile de $0.49 \pm 0.04 M_{\odot}$ de type M2 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j'obtiens un signal à 14.38 jours de période dans les VR. L'ajustement de ce signal avec DACE n'est pas concluant (χ^2 réduit de 19.2). La période de rotation estimée empiriquement à partir du niveau moyen d'activité est par ailleurs d'environ 13 jours car il s'agit d'une étoile assez active. Dans l'analyse des indices chromosphériques effectuée, je n'ai pas retrouvé de signal à cette période mais à 11.5, 18.4 et 23.1 jours de période. Ce signal ne paraît pas suffisamment fiable pour envisager un candidat planétaire compte tenu des signaux d'activité. Le périodogramme des VR avant l'ajustement est présent en Annexe B.

GJ 654

GJ 654 est une étoile de $0.48 \pm 0.04 M_{\odot}$ de type M2 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j'obtiens un signal à 260.83 jours dans les VR. Le périodogramme des VR avant l'ajustement est présent en Annexe B. L'ajustement à cette période avec DACE n'est pas concluant (χ^2 réduit de plus de 19). J'ai finalement obtenu de meilleures solutions en ajustant deux signaux présents dans le périodogramme mais non maximum. L'ajustement optimal propose un signal à longue période (autour de 2155 ± 124 jours) pour un objet de $21.45 M_{\oplus}$ et d'un signal à 50.50 ± 0.03 jours. En étudiant la périodicité à court terme dans les indices chromosphériques, je relève deux signaux à 48.2 et 51.4 jours en indice S_{Ca} , un signal à 50.4 jours en indice S_{NaD} et enfin un dernier signal à 51.1 jours en indice $S_{H\alpha}$. J'attribue finalement ce signal de 50.50 ± 0.03 jours en VR à la signature de la période de rotation de l'étoile.

À l'issue de ce double ajustement il reste un signal fort à 15.4 jours de période (voir figure III.26b). L'analyse de ce dernier signal nécessite un procédé plus performant pour corriger correctement du signal rotationnel comme dans le cas de GJ 393 mais il s'agit d'un bon candidat planétaire.

GJ 699

GJ 699 (ou étoile de Barnard) est une étoile de $0.162 M_{\odot}$ de type M4 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j'obtiens un signal à 273 jours. Pour cette étoile, l'étude des indices chromo-

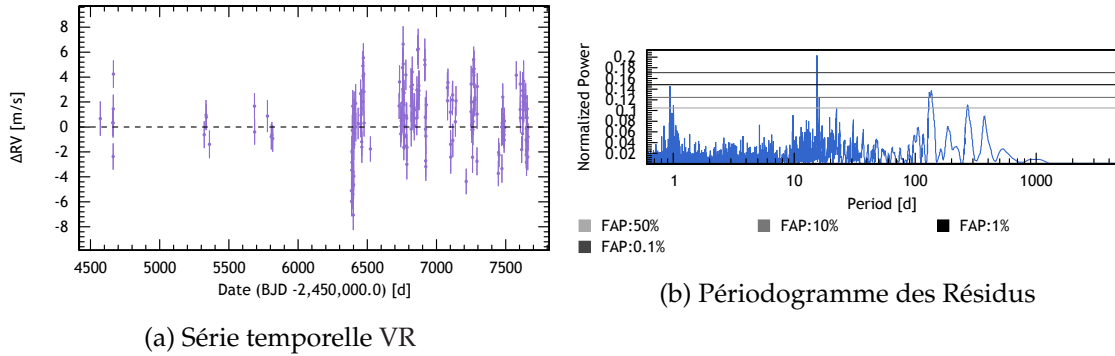


FIGURE III.26. – Analyse képlérienne GJ 654

sphériques révèle des signaux importants à environ 195 jours de période. Cette étoile a fait l’objet d’une étude plus poussée sur des données UVES (KUERSTER et al., 2003) concluant à une corrélation importante entre les émissions chromosphériques et les variations de VR. Le signal à 273 jours trouvé lors de l’analyse itérative n’est pas considéré comme signature d’un candidat planétaire mais comme la conséquence de l’activité stellaire de l’étoile. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

GJ 739

GJ 739 est une étoile de $0.46 \pm 0.02 M_{\odot}$ de type M3 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j’obtiens un signal à 137.86 jours. L’ajustement effectué avec DACE propose une planète de $39.64 M_{\oplus}$ à 145.30 ± 0.83 jours de période. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

La période de rotation estimée empiriquement grâce au niveau moyen d’activité est de 49.5 jours et lors de mon analyse des indices chromosphériques, j’ai pu retrouver trois signaux à 40.82, 22.15 et 47.9 jours. Ces signaux ne correspondent pas au pic retrouvé dans les VR mais sont en accord avec la période de rotation estimée. Il faudra de nouvelles mesures (provenant de HARPS ou d’autres instruments) pour confirmer cette candidate planétaire.

GJ 754

GJ 754 est une étoile de $0.18 \pm 0.68 M_{\odot}$ M4.5 (REID et al., 1995). Malgré les VR de la série, je n’ai pas réussi à ajuster un ou plusieurs signaux. Concernant les indices chromosphériques, cette étoile possède de multiples signaux, à court et long terme, malgré un faible niveau moyen d’activité ($\log R'_{HK}$ de -5.4049 d’après MIGNON et al., 2022a). À nouveau pour cette étoile, je ne considère pas que les signaux trouvés à 249 et 17 jours de période sont provoqués par deux planètes mais plutôt comme des conséquences de l’activité stellaire qu’il faudra confirmer par une étude plus poussée entre indices d’activité et VR. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

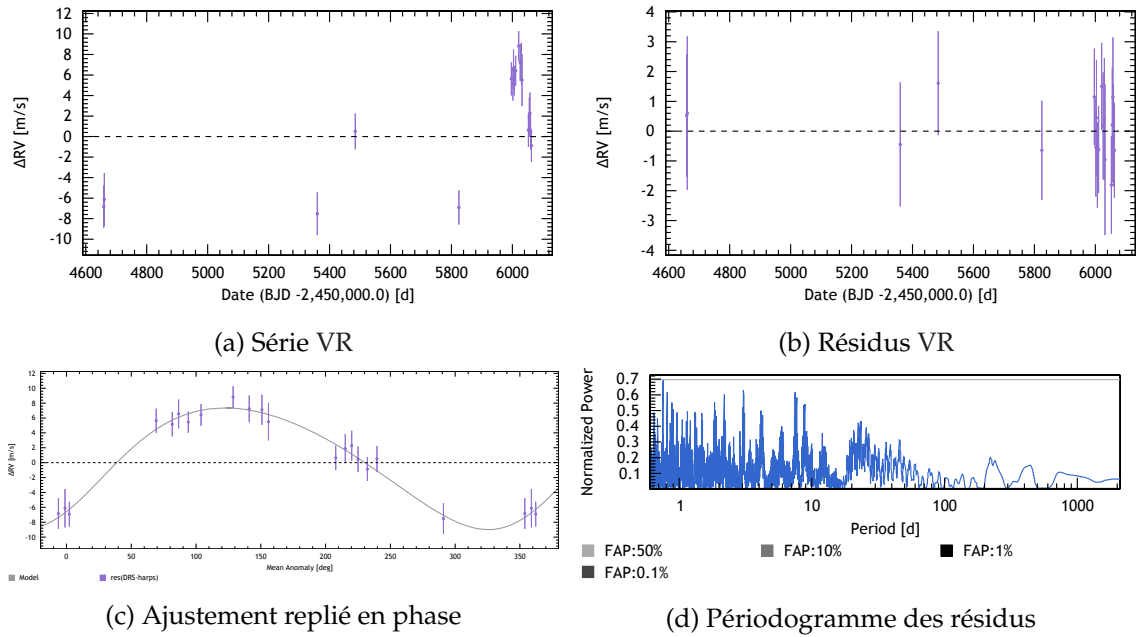


FIGURE III.27. – Analyse képlérienne GJ 739

GJ 846

GJ 846 est une étoile de $0.61 \pm 0.08 M_{\odot}$ de type M1 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j’obtiens un signal VR à 7.43 jours. Ce signal ne semble pas correspondre à la période de rotation estimée à environ 20 jours par la relation empirique avec le niveau d’activité moyen. Je retrouve des signaux à 10, 20 et 30 jours de période dans les indices chromosphériques m’empêchant de conclure sur la signature de la période de rotation. En effectuant un ajustement avec DACE je trouve à la fois un signal VR à 7.43 jours mais aussi deux autres signaux à 10.8 jours et 22.3 jours. Cette étoile nécessite un travail plus poussé pour analyser les conséquences de l’activité sur la série de VR. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

GJ 855

GJ 855 est une étoile de $0.58 \pm 0.01 M_{\odot}$ de type M1 (GRAY et al., 2006) pour laquelle je retrouve un signal VR à 620 jours lors de l’étape itérative de recherche de képlérienne dans les séries de VR. L’ajustement képlérien réalisé avec DACE propose une planète de $0.3 M_J$ à 640 ± 10 jours de période. Le périodogramme des résidus ne présente aucun pic significatif mais les résidus ont une assez grande dispersion. Il faudra surement construire une solution tenant compte d’un signal d’activité (car la période de rotation estimée sur le niveau d’activité est d’environ 22 jours) pour analyser correctement ce signal. Le périodogramme des VR avant l’ajustement est présent en Annexe B.

GJ 880

GJ 880 est une étoile de $0.58 \pm 0.08 M_{\odot}$ de type M2 (GAIDOS et al., 2014) pour laquelle j'obtiens un signal VR à 40.05 jours. Le périodogramme des VR de GJ 880 possède aussi un pic très important (au dessus du niveau de FAP à 1%) à 36.1 jours. Les deux signaux sont l'alias l'un de l'autre. Dans les indices chromosphériques, je retrouve un signal à 37.39 jours de période en indice S_{NaD} , un autre signal à 37.0 jours en indice $S_{H\alpha}$ et un signal à 35.3 jours de période avec l'indice S_{Ca} . Pour finir, une période de rotation de 37.5 jours a également été déterminée sur des indices chromosphériques (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015). J'attribue donc le signal à 36.1 jours d'être la signature de la période de rotation et, comme pour les étoiles de la table III.7, je soustrais ce signal périodique à la série de VR et je travaille sur les résidus dans la suite de l'étude.

CONCLUSION

Pour traiter de manière systématique un échantillon aussi volumineux que celui rassemblé pour cette thèse, il a fallu construire une succession d'étapes d'analyse automatisées, de vérification et de validation. En me basant sur les méthodes utilisées dans les études précédentes, j'ai pu mettre au point de nouveaux outils d'analyse des séries VR et de vérification des signaux.

J'ai analysé les variations à long terme des 200 séries de VR et déterminé que près de 80% d'entre elles possèdent une dispersion excessive. Parmi les 88 étoiles possédant plus de 30 mesures, 100% d'entre elles ont une dispersion excessive. Parmi les 200 étoiles, 8% sont dominées par une fonction linéaire, 14.5% sont dominées par une fonction polynomiale d'ordre 2 et 12.5% sont dominées par une képlerienne de grande amplitude à grande période qui a permis d'identifier cinq compagnons massifs.

J'ai pris en compte les conséquences du changement de fibres sur HARPS dans la première étape de l'analyse afin de caractériser ses conséquences sur la mesure de la VR. J'obtiens une valeur moyenne de décalage de VR de -3.41 ± 2.44 m/s.

Après avoir corrigé les séries de VR des signaux à long terme, j'ai recherché des signaux périodiques dans les résidus à l'aide d'une méthode automatique et itérative. Cette étape m'a permis de retrouver 94% des systèmes planétaires détectés avec HARPS soit 32 des 33 systèmes. J'ai aussi soustrait 35 signaux imputables à la signature de la période de rotation de 22 étoiles, en me basant sur des études photométriques et chromosphériques. Au total, je peux donc continuer l'analyse avec 199 séries temporelles de VR que je considère comme nettoyées de tout signal identifiable.

À l'issue des différentes étapes automatiques de l'analyse VR, j'ai pu sélectionner un échantillon réduit de candidats dont j'ai pu ensuite faire l'étude détaillée avec l'outil DACE. Toute cette étude fait l'objet d'une publication en cours de finalisation (MIGNON et al., 2022a), de la création de l'échantillon décrite dans le chapitre précédent jusqu'à la première analyse des 24 pics non identifiés dans les séries de 19 étoiles qui ont finalement mené à cinq nouveaux compagnons stellaires et un système nécessitant une analyse bien plus poussée.

IV

STATISTIQUE D'OCCURRENCE AUTOUR DES NAINES M

"Il vaut mieux pomper même s'il ne se passe rien que de risquer qu'il se passe quelque chose de pire en ne pompant pas."
Proverbe Shadokéen - Jacques Rouxel

Sommaire

IV.1	Limite de détection	103
IV.1.1	Calcul de la limite de détection	103
	Calculs	104
	Interprétation	105
	Discussion	105
IV.1.2	Calculs des limites de détection pour un échantillon statistique	106
	Calculs	106
	Construction	106
IV.2	Statistique d'occurrence planétaire	109
IV.2.1	Définition	109
IV.2.2	Détections et pondération	109
	Compter les détections	111
	Occurrence dans une boîte	111
IV.2.3	Encadrements et multiplicité	112
	Cas général	112
	Cas limite	113
IV.2.4	Comparaison avec l'ancien modèle	114
IV.2.5	Résultats et comparaisons	115
	Le manque de Jupiters chauds	117
	Jupiters autour des naines M	117
	Terres et Super-Terres	117
	Objets intermédiaires	118
IV.3	Occurrence des systèmes planétaires	118
IV.3.1	Définition	118
IV.3.2	Détections et pondération	119
	Compter les systèmes détectés	119

	Pondérer les systèmes comptabilisés	119
IV.3.3	Encadrements	119
IV.3.4	Résultats	120
IV.4	Taux d'occurrence planétaire	121
IV.4.1	Échantillon calme	121
IV.4.2	Échantillon proche	122
IV.4.3	Échantillon très observé	123
	Terres et Super-Terres	123
	Planètes massives	124
	Objets intermédiaires	124
IV.4.4	Échantillon coupé en masse	125

INTRODUCTION

Dans ce chapitre je me concentre sur l'étude de l'échantillon dans son ensemble en analysant les séries de VR nettoyées de tout signal identifiable. Tout ce chapitre décrit la construction de la statistique d'occurrence planétaire autour des naines M basée sur les 199 étoiles de l'échantillon.

Pour commencer, je décris en première section IV.1 la méthode de construction de la statistique des limites de détection à partir d'outils mathématiques. En me basant sur des travaux similaires précédents, je différencie les calculs de limites de détection individuelles et ceux que j'utilise pour construire la statistique d'occurrence.

Par la suite, je décris la construction de la statistique d'occurrence planétaire de l'échantillon dans la section IV.2. J'ai mis à jour cette méthode de construction pour l'adapter à la taille de l'échantillon et au nombre actuel de détections. Cette statistique traduit le nombre de planètes prévisibles pour un échantillon d'étoiles donné. En plus de la statistique d'occurrence planétaire, je propose une statistique d'occurrence des systèmes planétaires (section IV.3) en adaptant à nouveau les outils mis en place dans la section précédente à cette nouvelle statistique. Cette nouvelle statistique ne tient pas compte de la multiplicité des systèmes et traduit le nombre de systèmes planétaires prévisibles pour un échantillon d'étoiles donné.

Pour finir ce chapitre, je compare la statistique d'occurrence planétaire de l'échantillon aux précédentes présentées au chapitre II. J'applique la statistique d'occurrence à des sous-ensembles en coupant l'échantillon en fonction du nombre de mesures, de la distance, du niveau d'activité et enfin de la masse.

IV.1 LIMITE DE DÉTECTION

La limite de détection traduit la capacité maximale de détection d'un compagnon (stellaire ou planétaire) en respectant un seuil de probabilité choisi. Pour cette étude basée sur les VR des naines M, je cherche la masse limite détectable en fonction de la période orbitale du compagnon. Je me base sur les résidus des séries temporelles de VR obtenues à l'issue des études à long terme et périodique.

IV.1.1 Calcul de la limite de détection

Dans cette thèse, j'utilise le calcul de limite de détection proposé dans les travaux de ZECHMEISTER et al., (2009a), repris par la suite dans BONFILS et al., (2013b) qui se base sur l'analyse des périodogrammes des résidus. Je propose de commencer par décrire en détail le calcul de limite de détection de chaque étoile, puis de discuter leur évolution depuis 2013.

Calculs

La première étape consiste à permuter les vitesses exactement comme dans le calcul de FAP décrit au chapitre précédent : attribuer à chaque date d'observation la valeur de vitesse d'une autre date de manière aléatoire. J'ai choisi d'effectuer mille séries permutées de la série temporelle de référence, et le code calcule les mille périodogrammes associés. En considérant que la série temporelle est du bruit blanc, il faut comprendre qu'il ne s'agit là que d'une seule réalisation du bruit, et les mille séries permutées en sont mille supplémentaires. Pour rappel, lors du calcul de FAP, seule la valeur du maximum sur l'ensemble du périodogramme est gardée. Pour cette étape, le travail est différent car on souhaite établir une limite de détection en fonction de la période orbitale. Mille périodogrammes me permettent d'avoir mille valeurs de puissance pour chaque période. Le code range donc ces mille puissances par ordre croissant pour chaque période et récupère la valeur correspondant à 99% de la puissance maximale (soit la 990^e puissance). Finalement, j'obtiens la puissance à 99% en fonction de la période.

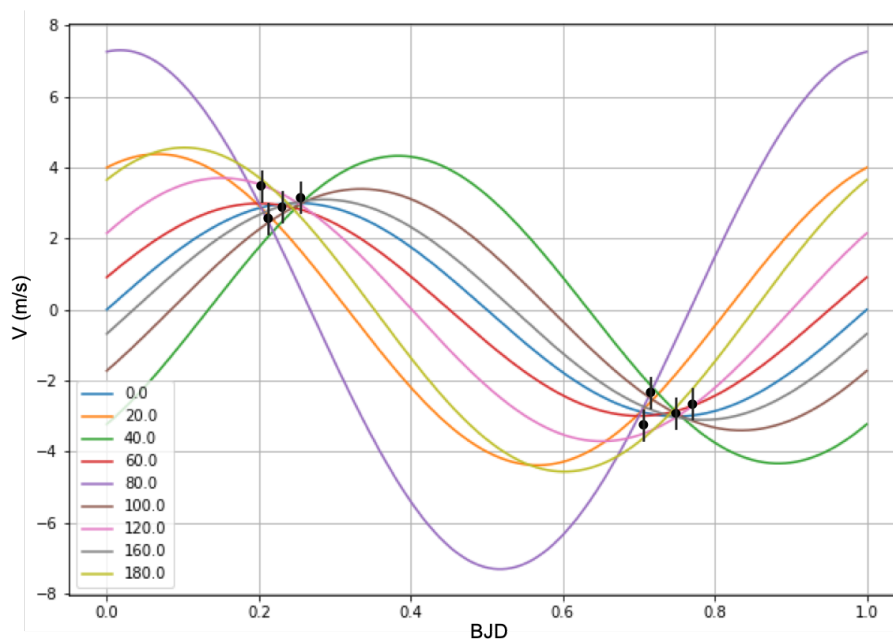


FIGURE IV.1. – Relation entre amplitude et phase

Modélisation basée sur un mauvais échantillonnage simulé pour montrer le lien entre l'amplitude A du signal sinusoïdal et la phase φ (ici variant de 0 à 180 degrés) pour une période égale (ici normalisée à 1).

Une fois ce niveau de puissance estimé pour chaque période, il faut le convertir en masse d'objet orbitant. Pour ce faire, pour chaque période, le code permet de trouver les amplitudes des signaux sinusoïdaux capables de créer cette puissance dans le périodogramme. En effet, pour chaque échantillonnage, l'amplitude du signal ajusté à une période donnée dépend de la phase du signal considéré. Je représente en figure IV.1 un cas synthétique volontairement exagéré afin d'illustrer la variation possible d'amplitude

d’une sinusoïde à l’autre en changeant uniquement la phase. Toutes les fonctions tracées ici ont la même période, des phases variables mais passent toutes par deux zones qui modélisent deux saisons d’observations.

Pour rester le plus conservateur possible, il faut choisir la valeur maximale des amplitudes proposées, en considérant donc le cas le plus pessimiste de tous : la pire phase possible. Cette grande valeur d’amplitude donne ensuite la masse du plus gros objet possible raté compte tenu de la série (échantillonnage et incertitudes). Pour finir il faut convertir cette amplitude en masse terrestre en utilisant les formules I.2 et I.1 (présentées en introduction) reliant l’amplitude à la masse projetée.

Interprétation

J’obtiens à l’issue de cette étape les limites de détection les plus pessimistes pour chaque objet de l’échantillon comme celle de GJ 686 représentée en figure IV.2 à titre d’exemple et comparées à son ancienne version de 2013. Comme en 2013, le pic en masse autour de 2 jours est une conséquence de l’échantillonnage.

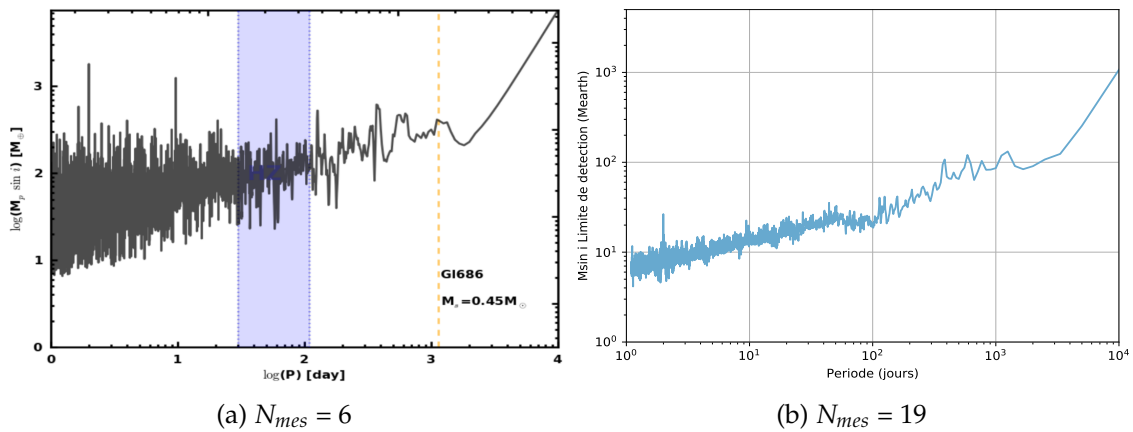


FIGURE IV.2. – Évolution des limites de détections

Limites de détections obtenues en 2013 à gauche : avec seulement 6 mesures issue de BONFILS et al., (2013b), à droite : avec 19 mesures.

Cette limite indique que l’existence de tout objet de masse supérieure peut être rejeté avec plus de 99% de confiance quelle que soit la phase. Dans l’exemple de GJ 686, en 2013 il était impossible de se prononcer sur la présence d’un objet de $30 M_{\oplus}$ à 10 jours de période. Sa nouvelle limite de détection nous permet d’exclure la présence d’un tel compagnon à cette période, avec seulement 19 mesures. Cependant on ne peut toujours pas dire si GJ 686 possède un objet de $20 M_{\oplus}$ à 100 jours de période par exemple (avec la pire phase).

Discussion

Ce calcul de limite de détection se base sur deux hypothèses : nous supposons que le bruit est blanc (aucune corrélation possible entre les vitesses), et nous supposons une

excentricité nulle (l'ajustement orbital utilise une fonction sinusoïdale et non képlérienne).

La première hypothèse est assez délicate car elle ne permet pas de prendre en compte l'activité stellaire de l'étoile par exemple. Autrement dit, si un signal dû à la période de rotation de l'étoile est présent dans la série temporelle mais n'a pas pu être analysé ni soustrait alors l'hypothèse devient invalidée car la série n'est pas uniquement du bruit blanc.

Quant à la deuxième hypothèse, elle est bien sûr invalidée car tous les systèmes planétaires détectés n'admettent pas une excentricité nulle. Il est possible de modifier le code pour ajuster des fonctions képlériennes au lieu de fonctions sinusoïdales cependant le nombre de paramètres à ajuster est alors plus conséquent et nécessite beaucoup plus de temps de calcul. De plus, la distribution des excentricités des systèmes détectés n'est pas uniforme mais nettement piquée vers les faibles excentricités. En conclusion ce postulat a un impact mineur sur l'ensemble des 199 cibles.

IV.1.2 Calculs des limites de détection pour un échantillon statistique

Pour cette étude, je n'étudie pas les limites de détection au cas par cas mais comme un ensemble statistique sur l'ensemble des 199 cibles de l'échantillon.

Calculs

Il faut adapter légèrement le calcul précédent en prenant cette fois-ci non pas la valeur maximale d'amplitude ajustée mais la valeur médiane sur l'ensemble des phases car il n'y a aucune raison d'être toujours dans le cas le plus pessimiste. Les amplitudes médianes sont forcément plus faibles que l'amplitude maximale, donc les masses limites détectables sont un peu plus petites pour chaque période.

Concrètement, les limites médianes sont légèrement plus basses et plus bruitées que les limites individuelles. Dans le cas de GJ 1 sur la figure IV.3, on voit que la médiane est extrêmement bruitée dans les courtes périodes.

Construction

Pour traduire les 199 limites de l'échantillon en une statistique, je propose de simplement les compter (comme dans d'autres études statistiques) : pour chaque période, je possède 199 masses limites, rangées par ordre croissant je peux donner leur répartition. La figure IV.4 représente quelques iso-fréquences pour une première lecture de cette nouvelle statistique de limites de détection.

À titre d'exemples, l'iso-contour bleu clair indique la masse limite détectable autour de 30% des étoiles l'échantillon, alors que le rouge indique la masse limite détectable autour de 90% d'entre elles.

La zone comprise entre 1.6 et 10 jours de période est la plus bruitée des taux de détection et en additionnant toutes les limites pour obtenir les iso-fréquences, j'obtiens dans

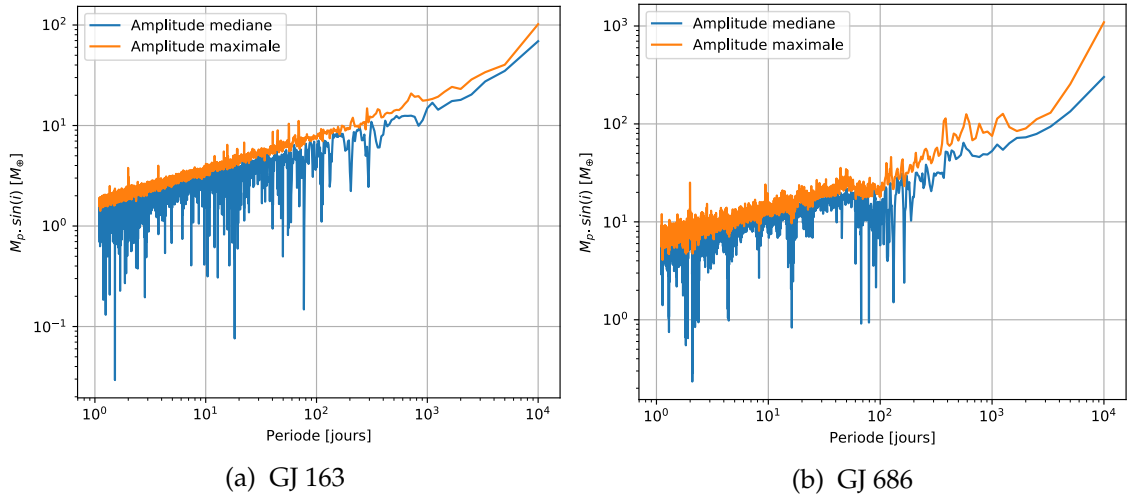


FIGURE IV.3. – Limites de détection maximales et médianes
 Comparaison entre les masses limites maximales et médianes indétectables en VR en fonction de la période pour GJ 163 à gauche et GJ 686 à droite.

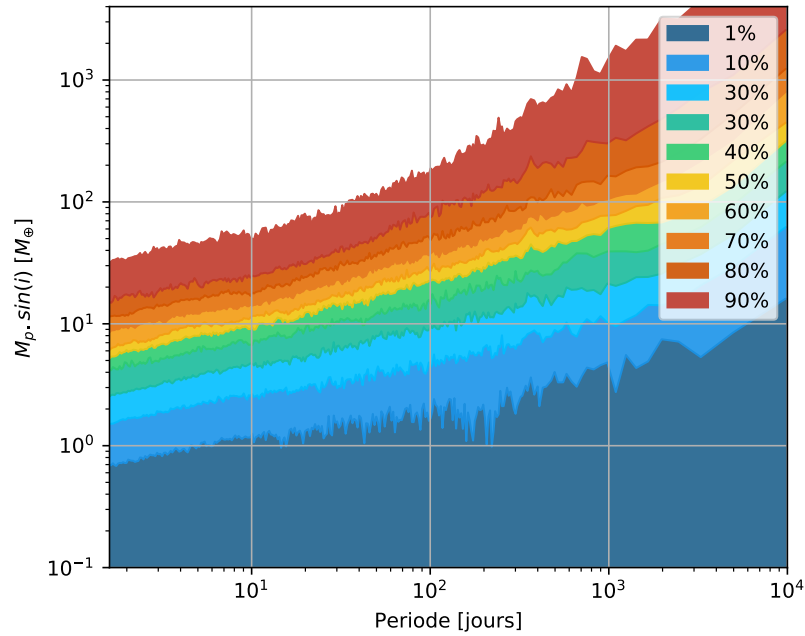


FIGURE IV.4. – Limites de détection - iso-fréquences
 Masse projetée maximale indétectable (en M_{\oplus}) en fonction de la période. Les couleurs permettent de séparer les iso-fréquences.

cette zone des variations très importantes. Un tel bruit rend impossible la lecture des pourcentages de limite de détection et rend la suite de l'étude peu robuste. J'effectue donc un lissage en calculant 100 moyennes par unité logarithmique de chaque limite de détection avant de les additionner. Sur la figure IV.5 on voit clairement l'effet du lissage entre 1.6

et environ 15 jours de périodes, l'effet s'estompe au delà car le lissage n'intervient plus (l'échantillonnage devient inférieur à la fréquence de lissage).

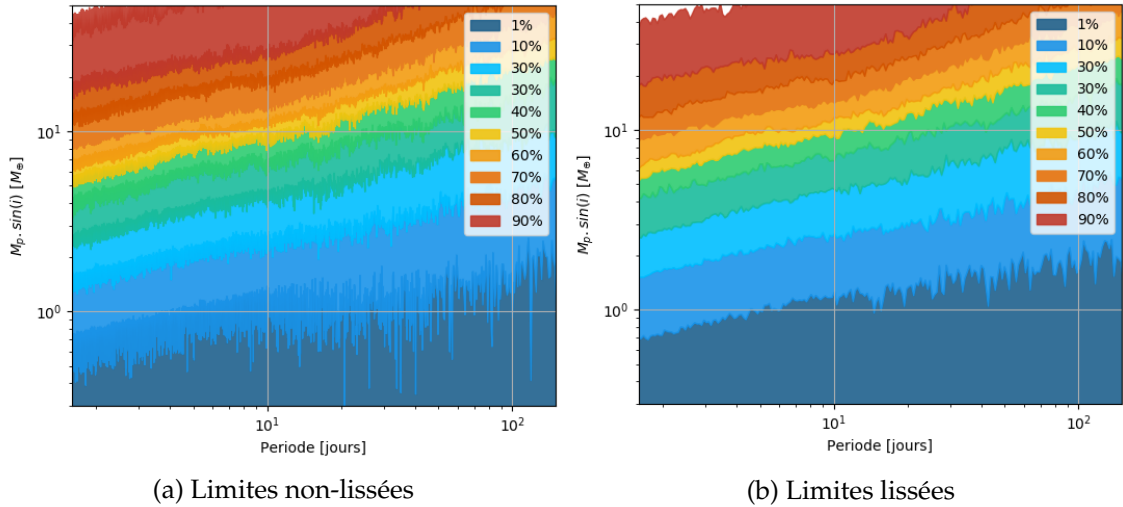


FIGURE IV.5. – Lissage des limites de détection

Zoom sur les iso-fréquences des limites de détection entre 1.6 et 150 jours de période, dans un domaine de masse compris entre 3 et 50 M_{\oplus} . À gauche : la limite entre la zone à 10% et celle à 1% est extrêmement bruitée et définit toute une zone très chaotique où les valeurs fluctuent très rapidement, À droite : cette même limite est à peine visible et correspond uniquement à la largeur du trait.

On peut aussi visualiser la statistique des limites de détection sur une cartographie complète (figure IV.6) en attribuant un taux de détectabilité $C(m,p)$ (la valeur locale du pourcentage de limite de détection) à chaque point de cet espace, de coordonnées (m,p) . Une cartographie similaire a aussi été utilisée pour établir la statistique d'occurrence en VR sur les données CARMENES (SABOTTA et al., 2021).

Cette cartographie du taux local de détectabilité $C(m,p)$ détermine la pondération dont les taux d'occurrence sont extraits. Le nettoyage des séries fait en amont prend tout son sens ici et ces limites sont la traduction statistique de notre capacité à détecter des signaux dans les séries temporelles résiduelles de VR. La phase d'analyse et de nettoyage des séries présentée au chapitre III précédent est donc bien à la base de toute cette cartographie.

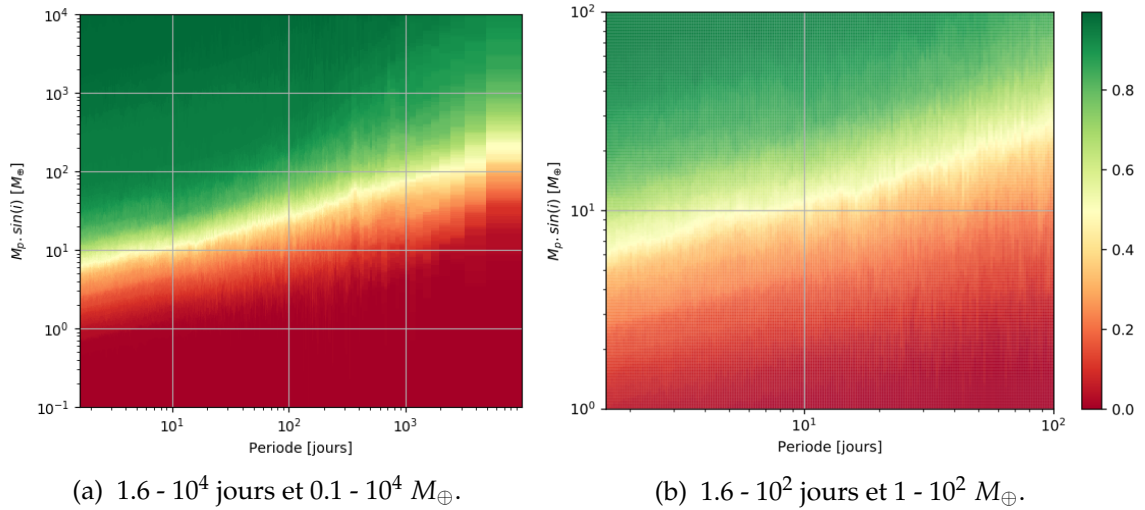


FIGURE IV.6. – Cartographies des limites de détection et pondérations.

Carte des pourcentages locaux de limite de détection en fonction de la masse limite projetée (en M_{\oplus}) et de la période (en jours). Variations entre 0% en rouge et 100% de détection en vert.

IV.2 STATISTIQUE D'OCCURRENCE PLANÉTAIRE

Une fois les limites de détection établies, il faut les croiser avec les détections comptabilisées jusqu'à présent pour en déduire la statistique d'occurrence planétaire. Dans cette section, j'explique la construction de la statistique, de la pondération des détections jusqu'aux encadrements des taux obtenus.

IV.2.1 Définition

La statistique d'occurrence planétaire présentée et calculée dans cette section traduit la prévision du nombre de planètes présentes autour de 100 étoiles. Autrement dit, un taux de 100% traduit la présence de 100 planètes autour de 100 étoiles, sans dire s'il s'agit de 100 systèmes simples ou bien d'une répartition moins homogène des planètes dans les systèmes. Un taux de 150% traduit la présence de 150 planètes autour de 100 étoiles, sans donner d'indice de répartition mais indiquant forcément des systèmes multiples. Cette statistique permet d'estimer le nombre total de planètes attendues autour d'un échantillon de naines M choisi au voisinage solaire.

IV.2.2 Détections et pondération

Les planètes comptabilisées pour construire cette statistique sont celles retrouvées dans le chapitre précédent (table III.6). J'utilise les masses fournies par les références de chaque détection car elles sont souvent plus précises, et je ne sélectionne que les masses inférieures à $13 M_J$ pour rester cohérent avec la limite donnée en introduction. GJ 9425 b

et c sont donc exclues ainsi que les candidats massifs trouvés au chapitre précédent. La table IV.1 rassemble les 53 planètes utilisées pour construire la statistique.

Nom	Période (j)	M.sin(i) (M_J)	M.sin(i) (M_\odot)	Référence
GJ 54.1 c	3.0599 ± 0.0002	0.0031 ± 0.0004	0.98 ± 0.14	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
d	4.6566 ± 0.0003	0.0034 ± 0.0005	1.14 ± 0.17	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
b	2.02101 ± 0.00005	0.0024 ± 0.0004	0.75 ± 0.13	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017b
GJ 163 b	8.6300 ± 0.0003	0.033 ± 0.002	10.6 ± 0.6	BONFILS et al., 2013a
c	25.608 ± 0.006	0.021 ± 0.003	6.8 ± 0.9	BONFILS et al., 2013a
d	642.15 ± 1.65	0.093 ± 0.009	29.4 ± 2.9	BONFILS et al., 2013a
GJ 176 b	8.7754 ± 0.0002	0.029 ± 0.004	9.06 ± 1.37	ROSENTHAL et al., 2021
GJ 179 b	2321 ± 500	0.752 ± 0.041	239 ± 13	ROSENTHAL et al., 2021
GJ 180 b	17.124 ± 0.006	0.020 ± 0.002	6.49 ± 0.68	FENG et al., 2020
GJ 221 c	125.44 ± 0.09	0.17 ± 0.03	53 ± 8	CURTO et al., 2013
b	3.87 ± 0.01	0.027 ± 0.004	8.5 ± 1.3	CURTO et al., 2013
GJ 229 c	121.49 ± 0.07	0.023 ± 0.004	7.268 ± 1.256	FENG et al., 2020
b	528.17 ± 6.7	0.0267 ± 0.0064	8.478 ± 2.033	FENG et al., 2020
GJ 273 b	18.661 ± 0.004	0.0091 ± 0.0009	2.89 ± 0.27	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	4.7230 ± 0.0002	0.0037 ± 0.0005	1.18 ± 0.16	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 317 b	695.660 ± 0.355	1.753 ± 0.058	557.1 ± 18.3	FENG et al., 2020
c	3948 ± 113	1.4	420	MIGNON et al., 2022a
GJ 393 b	7.0223 ± 0.0008	0.00538 ± 0.00076	1.71 ± 0.24	AMADO et al., 2021
GJ 433 b	7.3721 ± 0.0006	0.0190 ± 0.0019	6.043 ± 0.597	FENG et al., 2020
GJ 447 b	9.861 ± 0.002	0.00440 ± 0.00066	1.40 ± 0.21	BONFILS et al., 2018b
GJ 480 b	9.548 ± 0.005	0.0415 ± 0.0053	13.2 ± 1.7	FENG et al., 2020
GJ 536 b	9.7089 ± 0.0004	0.0205 ± 0.0022	6.52 ± 0.69	TRIFONOV et al., 2018
GJ 551 b	11.187 ± 0.001	0.0040 ± 0.0006	1.27 ± 0.19	ANGLADA-ESCUDÉ et al., 2016
GJ 581 b	5.36856 ± 0.00006	0.0511 ± 0.0019	16.2 ± 0.6	ROSENTHAL et al., 2021
c	12.914 ± 0.001	0.0159 ± 0.0022	5.05 ± 0.70	ROSENTHAL et al., 2021
e	3.1489 ± 0.0001	0.00521 ± 0.00076	1.657 ± 0.024	TRIFONOV et al., 2018
GJ 628 d	217.914 ± 0.305	0.0242 ± 0.0035	7.70 ± 1.12	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	17.865 ± 0.003	0.0107 ± 0.0014	3.41 ± 0.43	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
b	4.8872 ± 0.0003	0.0060 ± 0.0008	1.91 ± 0.26	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 667C b	7.2005 ± 0.0001	0.018 ± 0.001	5.6 ± 0.3	ROBERTSON et al., 2014
d	90.96 ± 0.03	0.0160 ± 0.0057	4.8 ± 1.7	ANGLADA-ESCUDÉ et al., 2013
c	28.151 ± 0.005	0.013 ± 0.002	4.1 ± 0.6	ROBERTSON et al., 2014
GJ 674 b	4.69507 ± 0.00002	0.035	11.09	BONFILS et al., 2007
GJ 676A b	1050.3 ± 1.2	4.95 ± 0.31	1570 ± 100	ANGLADA-ESCUDÉ et al., 2012
GJ 752A b	105.911 ± 0.109	0.03843 ± 0.00330	12.214 ± 1.050	KAMINSKI et al., 2018
GJ 832 b	3684 ± 97	0.68 ± 0.09	216 ± 29	WITTENMYER et al., 2014
c	36.73 ± 0.04	0.017 ± 0.003	5.40 ± 0.95	WITTENMYER et al., 2014
GJ 849 b	1940 ± 12	0.891 ± 0.036	283 ± 11	ROSENTHAL et al., 2021
GJ 876 b	61.1166 ± 0.0086	2.2756 ± 0.0045	723.2 ± 1.4	RIVERA et al., 2010
c	30.2310 ± 0.0002	0.714 ± 0.004	226.98 ± 1.23	RIVERA et al., 2010
d	1.938 ± 0.001	0.0254 ± 0.0010	8.06 ± 0.31	TRIFONOV et al., 2018
GJ 1132 b	1.6287 ± 0.0002	0.0052 ± 0.0007	1.66 ± 0.23	BONFILS et al., 2018a
c	8.933 ± 0.006	0.00831 ± 0.00138	2.64 ± 0.44	BONFILS et al., 2018a
GJ 3053 b	24.84 ± 0.03	0.0192 ± 0.0015	6.09 ± 0.48	LILLO-BOX et al., 2020

TABLE IV.1. – continue sur la page suivante

Nom	Période (j)	M.sin(i) (M_J)	M.sin(i) (M_\odot)	Référence
c	3.7816±0.0008	0.00538±0.00057	1.71±0.18	LILLO-BOX et al., 2020
GJ 3293 b	30.611±0.006	0.07406±0.00277	23.54±0.88	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	123.4±0.1	0.06636±0.00390	21.09±1.24	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
d	48.16±0.03	0.0239±0.0033	7.60±1.05	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 3323 b	5.3636±0.0007	0.0064±0.0008	2.02±0.26	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
c	40.36±0.07	0.00727±0.00157	2.31±0.50	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017a
GJ 3341 b	14.208±0.005	0.0208±0.0003	6.6±0.1	ASTUDILLO-DEFRU et al., 2015
GJ 3634 b	2.6458±0.0002	0.022±0.003	7.0±0.9	BONFILS et al., 2011
GJ 9018 b	15.79±0.02	0.0409±0.0129	13.0±6.6	TUOMI et al., 2014

TABLE IV.1. – Planètes publiées et utilisées pour la statistique d'occurrence.

Compter les détections

J'attribue à chaque planète détectée une pondération qui vient de son taux local de détectabilité $C(m,p)$. Pour commencer, prenons le cas d'une planète détectée dans des domaines de masse et de période où le taux de détectabilité est de 100% (zone en vert sur figure IV.6). Dans cette zone, la valeur locale de 100% signifie qu'un tel objet ne peut pas être raté par cette méthode de détection. La pondération d'une planète dans cette zone vaut 1 car nous sommes certains de ne pas en avoir manqué d'autres identiques.

Prenons maintenant le cas d'une planète détectée dans un domaine où le pourcentage local de limite de détection vaut 50%. Il faut alors comprendre que dans cette zone, ce que je détecte ne pourra représenter que 50% de ce qui existe probablement, puisque je n'ai accès à cette information que pour 50% de l'échantillon. Autrement dit, si je ne compte qu'une seule détection parmi 100 étoiles dans un domaine de 50% de limite de détection, alors sa pondération vaut 2 : ayant accès à la moitié de l'échantillon, si j'en détecte une, je peux m'attendre à ce qu'il y en ait deux.

Ainsi, plus la limite de détection locale est basse, plus la pondération de la détection est forte. Ce calcul de pondération de détection se base sur une hypothèse : un échantillon suffisamment grand pour que le taux local de cet ensemble représente un ensemble suffisant pour en déduire une statistique. C'est pourquoi plus l'échantillon est grand, plus solide est la statistique.

D'un point de vue mathématique, la pondération d'une planète revient simplement à l'inverse de son taux local de détectabilité $C(m_i; p_i)$:

$$np_i = \frac{1}{C(m_i; p_i)} \quad (\text{IV.1})$$

où np_i correspond au poids de la planète i de masse m_i et de période p_i .

Occurrence dans une boîte

Pour construire la statistique d'occurrence il faut choisir une taille de surface à considérer dans l'espace de masse et de période. On peut par exemple choisir une boîte de la taille de la carte de la figure IV.6a pour connaître le taux d'occurrence total autour des naines M. Cependant le but de cette étude est plutôt de sonder différents domaines de masse et

de période pour vérifier les disparités constatées dans les précédentes études. Pour cette étude, je travaille sur des boites un peu plus grandes que celles de BONFILS et al., (2013b), entre 10^0 et 10^4 jours de période et entre 10^{-1} et $4.10^3 M_{\oplus}$. Je somme le nombre total de détections pondérées dans chaque boite, par rapport au nombre total d'étoiles avec la formule suivante :

$$f_{jk} = \frac{1}{N_{total}} \cdot \int_{p_j}^{p_{j+1}} \int_{m_k}^{m_{k+1}} \sum_{i=1}^n \frac{1}{C(m_i; p_i)} dm dp = \frac{1}{N_{total}} \cdot \int_{p_j}^{p_{j+1}} \int_{m_k}^{m_{k+1}} \sum_{i=1}^n np_i dm dp \quad (IV.2)$$

où f_{jk} correspond à la fréquence d'occurrence dans la boite d'abscisse j et d'ordonnée k , N_{total} correspond au nombre total d'étoiles dans l'échantillon. Les p_j et p_{j+1} et les m_k et m_{k+1} sont les quatre coordonnées des sommets de la boite étudiée : dans un domaine de périodes comprises entre p_j et p_{j+1} et une gamme de masses entre m_k et m_{k+1} .

Au final, ce calcul permet de calculer la pondération des détections permettant de restreindre le nombre total d'étoiles accessibles :

$$f_{jk} = \frac{np_{jk}}{N_{total}} = \frac{n_{jk}}{Np_{jk}} \quad (IV.3)$$

np_{jk} correspond au nombre de détections pondéré par le taux local, n_{jk} est le nombre de détections et finalement Np_{jk} est le nombre total d'étoiles divisé par la pondération calculée. Np_{jk} correspond au nombre d'étoiles accessibles dans la case jk .

IV.2.3 Encadrements et multiplicité

C'est en voulant donner un encadrement aux taux d'occurrence obtenus que j'ai dû mettre à jour la méthode de calcul annoncée au début de ce chapitre.

Cas général

J'estime les encadrements des fréquences d'occurrence en utilisant une loi binomiale à N tirages avec remise. Un tirage n'a alors que deux issues possibles : détection (réussite) ou non détection (échec). Pour estimer un encadrement à 1σ de la fréquence il faut donc calculer les fréquences f_{inf} et f_{sup} telles que :

$$\int_{f_{inf}}^1 P(f) df = \int_{f_{inf}}^1 C_N^n \cdot f^n (1-f)^{N-n} df = 0.84 \leftrightarrow \int_0^{f_{inf}} = 0.16 \quad (IV.4a)$$

$$\int_0^{f_{sup}} P(f) df = \int_0^{f_{sup}} C_N^n \cdot f^n (1-f)^{N-n} df = 0.84 \leftrightarrow \int_{f_{sup}}^1 = 0.16 \quad (IV.4b)$$

où on considère n détections parmi N étoiles. Ce calcul me permet d'obtenir les fréquences d'encadrement f_{inf} et f_{sup} telles que je suis sûre à 68% (1σ) de trouver la fréquence d'occurrence de n détections parmi N étoiles entre f_{inf} et f_{sup} .

Cette loi binomiale admet un maximum de N réussites parmi N tirages, soit une fréquence maximale de 100%. Or je souhaite que ce calcul reste valable quelle que soit l'étendue du domaine de masse ou de période sondé. Autrement dit, cette formule doit être modifiée pour intégrer la multiplicité des systèmes planétaires. Partant du principe que la fréquence d'occurrence varie d'une boîte à l'autre, je prends en compte un coefficient de multiplicité local $mult_{jk}$ (de la boîte jk) tel que :

$$mult_{jk} = \frac{1}{N_s} \int_{p_j}^{p_{j+1}} \int_{m_k}^{m_{k+1}} \sum_{i=1}^{N_s} (m_i + p_{miss\ i}) \, dm \cdot dp \tag{IV.5a}$$

$$avec \ p_{miss\ i} = 1 - \langle np \rangle_{jk} \tag{IV.5b}$$

où N_s correspond au nombre de systèmes dans la boîte jk , m_i la multiplicité du système i et $p_{miss\ i}$ la probabilité d'avoir manqué une détection dans le système i . Pour calculer cette probabilité d'avoir raté une détection dans le système i , dans la boîte jk , je moyenne le taux de détectabilité dans la boîte ($\langle np \rangle_{jk}$). Cette probabilité me sert à exprimer le fait que le système de multiplicité détectée m_i pourrait en réalité avoir une multiplicité supérieure, avec une probabilité correspondant au taux local de détectabilité.

Je propose un exemple : prenons un système de multiplicité m_i égal à 1 (simple). Dans une boîte jk où la moyenne du taux local de détectabilité ($\langle np \rangle_{jk}$) vaut 90%, je n'ai finalement que 10% de risque d'avoir manqué un éventuel deuxième objet. Ce système vaut donc 1.1 dans mon calcul de multiplicité de la boîte jk . Les formules IV.5 traduisent ce raisonnement, quelle que soit la multiplicité du système considéré et la moyenne du taux de détectabilité de la boîte jk .

Finalement, j'introduis ce coefficient de multiplicité dans le calcul de l'intervalle de confiance à $1\ \sigma$ en le multipliant au nombre total d'étoiles :

$$\int_0^{f^{sup}} P(f) \, df = \int_0^{f^{sup}} C_{Np_{jk} \cdot mult_{jk}}^{n_{jk}} \cdot f^{n_{jk}} (1 - f)^{(Np_{jk} \cdot mult_{jk} - n_{jk})} \, df = 0.84 \tag{IV.6}$$

où n_{jk} correspond aux nombre de détections dans la case jk et Np_{jk} correspond au nombre d'étoiles accessibles dans la boîte jk (nombre total pondéré). Cette équation qui traduit l'intervalle de confiance autour de la probabilité d'avoir eu n_{jk} succès (détections) sur de $Np_{jk} \cdot mult$ tirages (étoiles).

Cette loi tend vers une loi normale dans les conditions de la figure IV.7a à gauche : 11 réussites (détections) sur 18.75 tirages (étoiles). On retrouve la forme plus asymétrique dans les conditions de la figure IV.7b à droite : 1 réussite(détection) sur 175 tirages (étoiles). Le facteur de multiplicité sert de "mise à l'échelle" de la loi binomiale afin de pouvoir calculer l'encadrement statistique de la fréquence d'occurrence.

Cas limite

Pour finir l'encadrement des taux d'occurrence, il faut prendre aussi en compte les boites sans détection où la fréquence d'occurrence est nulle. Dans ce cas il faut considérer

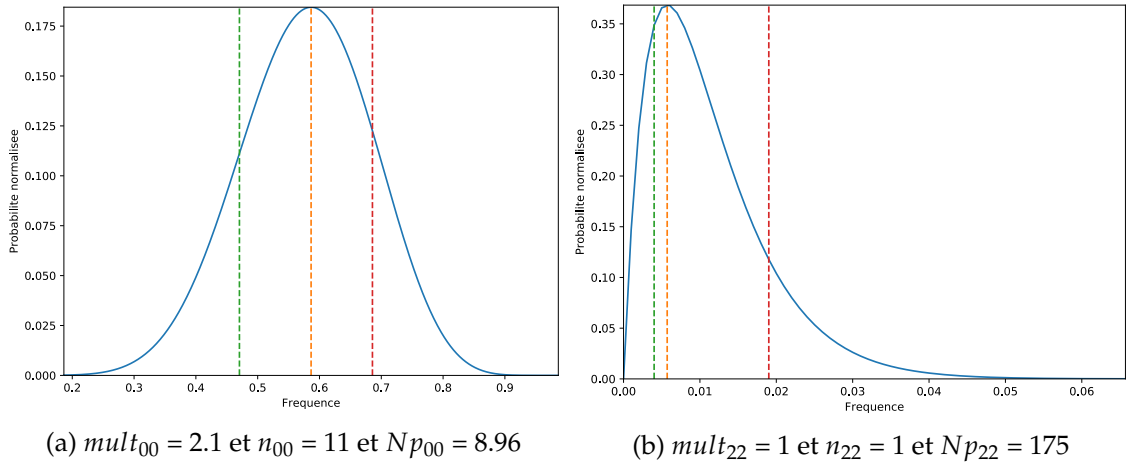


FIGURE IV.7. – Fonctions binomiales

Lois binomiales construites et centrées sur les fréquences d’occurrence obtenues (ligne hachurée orange), encadrées de la fréquence inférieure f_{inf} (ligne hachurée verte) et de la fréquence supérieure f_{sup} (ligne hachurée rouge). À gauche : dans une boîte où la multiplicité est de 2.1, et où je compte 11 détections parmi 8.96 étoiles. À droite : dans une boîte où la multiplicité est de 1, et où je compte 1 détection parmi 175 étoiles.

la moyenne du taux de détectabilité dans la boîte pour donner une fréquence supérieure d’encadrement à 1σ . Pour ces cas, je calcule uniquement :

$$\int_0^{f_{sup}} P(f) df = \int_0^{f_{sup}} C_{Np_{jk}}^0 \cdot 1^{Np_{jk}} df = 0.68 \tag{IV.7}$$

où Np_{jk} correspond au nombre total d’étoiles accessibles dans la boîte jk . Pour illustrer le lien entre f_{sup} et Np_{jk} je montre quatre cas différents sur la figure IV.8.

Dans le cas extrême où Np est inférieur à 1 (figure IV.8a), j’impose arbitrairement à Np la valeur seuil de 1 et la fonction devient une fonction affine. Concrètement il s’agit de l’encadrement de la probabilité de ne pas détecter de planète autour d’un système en ne réalisant qu’un seul tirage. C’est pourquoi les valeurs de la fréquence supérieure f_{sup} sont toujours très élevées dans ces configurations.

IV.2.4 Comparaison avec l’ancien modèle

Dans l’étude BONFILS et al., (2013b), les taux d’occurrence sont calculé en pondérant le nombre d’étoiles total de l’échantillon par le taux moyen de détection dans la case. Ce calcul devient pertinent uniquement si les incertitudes sur la masse et la période des planètes de la boîte jk sont du même ordre de grandeur que la boîte jk . C’est-à-dire si finalement la masse de la planète est impossible à situer précisément dans la boîte ce qui rend caduc le fait de pondérer par le taux local de détectabilité. Pour que mon étude reste valable, il faut donc toujours calculer les fréquences dans des boîtes plus grandes que les incertitudes sur la masse et la période des planètes détectées. Le fait que le modèle de 2013 ne prenne pas en compte la localisation précise de la planète dans la boîte de

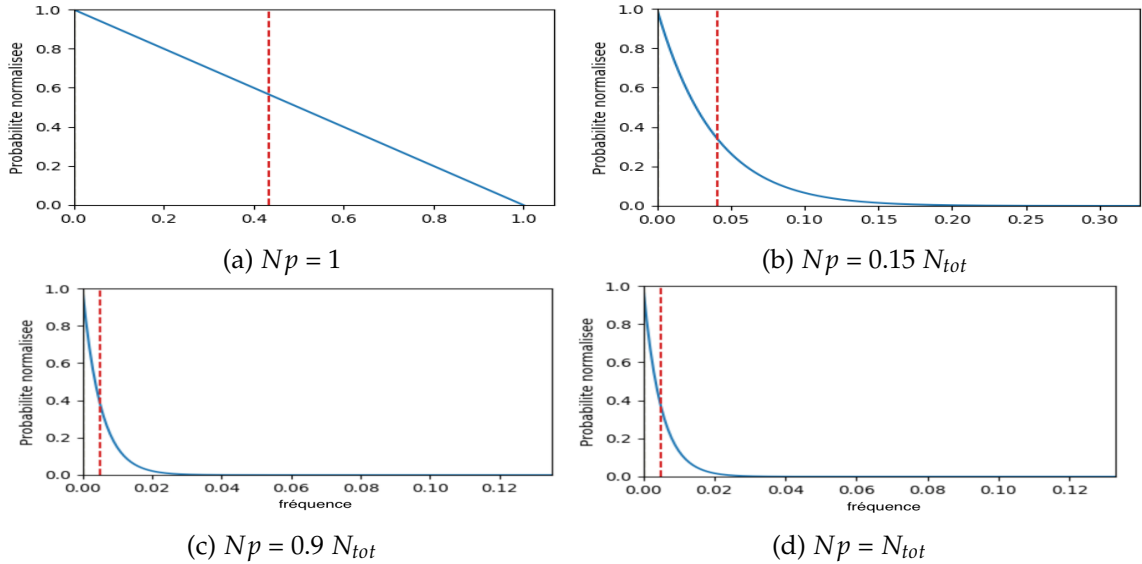


FIGURE IV.8. – Cas limites d'encadrement

Lois binomiales construites et centrées sur les fréquences d'occurrence obtenues avec la borne supérieure f_{sup} (hachuré rouge) dans le cas où n_{jk} est nul et pour différentes valeurs de Np_{jk} .

masse et de période mais la moyenne de la boîte implique forcément une surestimation ou une sous-estimation des taux lorsque les planètes ne sont pas équi-réparties dans la boîte. En effet, si toutes les planètes se situent dans le haut de la boîte, le taux moyen de détectabilité renvoie une fréquence largement supérieure car il alourdit leur pondération. Dans le cas inverse où les planètes se situent dans le bas de la boîte, cette méthode allège leur pondération et diminue la fréquence d'occurrence de la boîte.

mettre une phrase sur la limite de ce modèle

IV.2.5 Résultats et comparaisons

Cette nouvelle statistique d'occurrence, tout comme celles présentées au chapitre II, présente de grandes disparités d'un domaine à l'autre (voir figure IV.9). Ces représentations couvrent une gamme de périodes orbitales entre 1.6 et 10^4 jours et une gamme de masses planétaires entre 1 et $4000 M_{\oplus}$ (limite supérieure équivalente à $13 M_j$). Ce domaine me permet de représenter les planètes retrouvées au chapitre précédent, auxquelles j'ai rajouté GJ 317 b et c et GJ 676A c, dont le signal a finalement été soustrait avant le calcul des limites de détection.

L'échelle de couleur traduit le taux de détectabilité, les fréquences calculées (encadrées par f_{inf} et f_{sup}) sont au centre et la multiplicité en bas à gauche. On remarque que pour les boîtes des plus faibles masses (surtout entre 10 et 100 jours de période), la pondération par le taux local joue un rôle important car les planètes sont situées en haut des boîtes.

En plus de cette représentation, je représente sur la figure IV.10 le taux d'occurrence en fonction de la période pour quatre boîtes de masses légèrement différentes. Cette re-

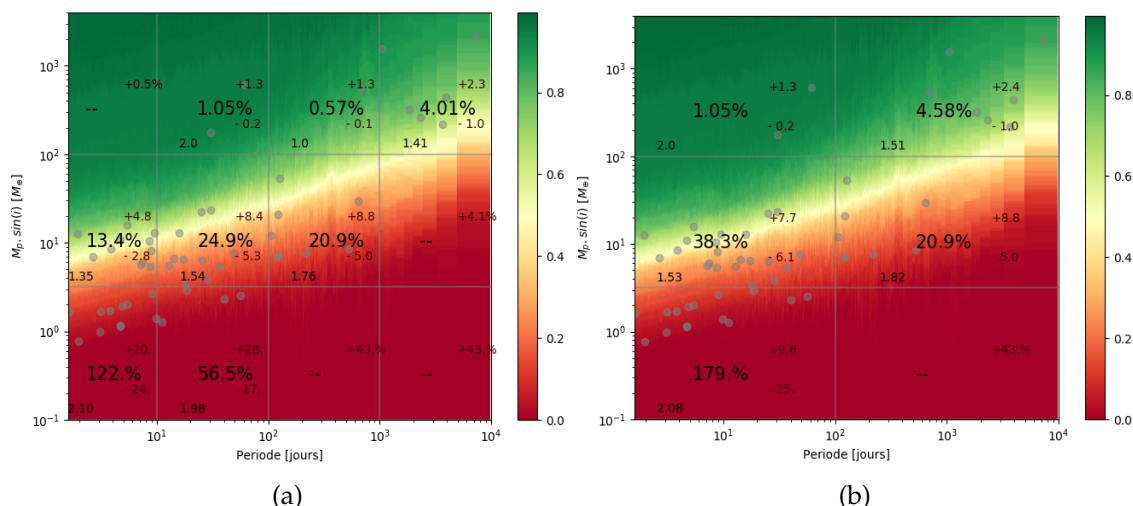


FIGURE IV.9. – Taux d'occurrence planétaire

Le pourcentage écrit en noir au centre de chaque case correspond à la fréquence d'occurrence calculée dans la case avec les incertitudes. Les valeurs en bas à gauche indiquent la multiplicité de la case.

présentation me permet d'analyser plus facilement l'évolution des taux d'occurrence en fonction de la période orbitale pour certaines gammes de planètes précises.

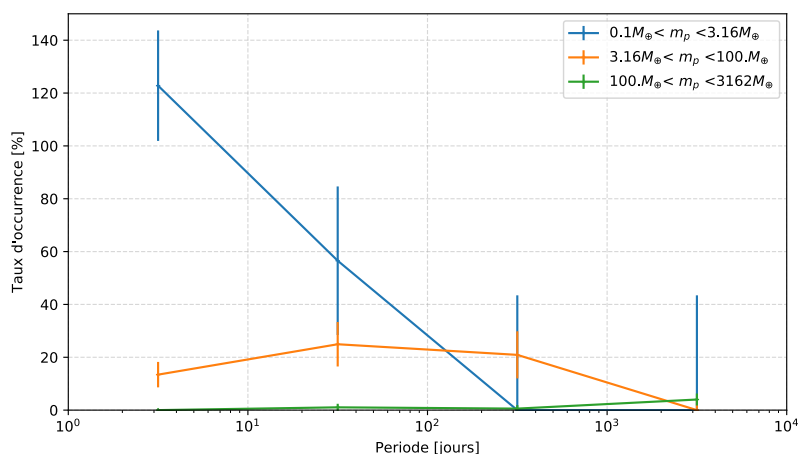


FIGURE IV.10. – Fréquences d'occurrence planétaires

Taux d'occurrence obtenus en fonction de la période pour différentes gammes de masses.

Pour finir, il faut comparer l'évolution des taux d'occurrence planétaires entre 2013 et 2021 en figure IV.11. Le nombre de planètes détectées est passé de 14 à 56, le nombre d'étoiles est passé de 102 à 199 et pour finir, les séries de VR ont été nettoyées de nouveaux compagnons massifs. Concernant les limites de détections, la masse minimale détectable est bien plus faible sur ce relevé : de $100 M_{\oplus}$ à 1.6 jour de période en 2013, aujourd'hui je peux estimer être à environ $40 M_{\oplus}$ pour cette même période.

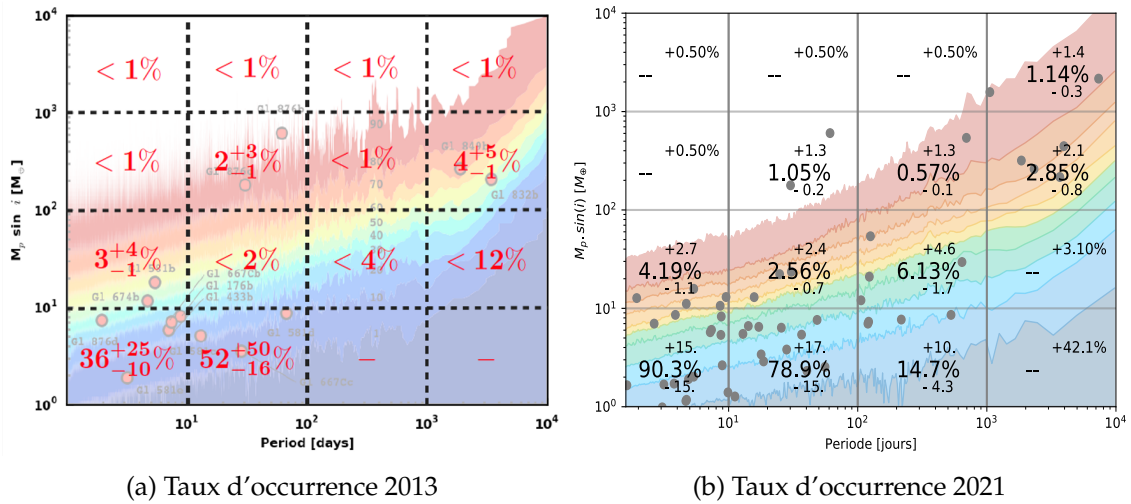


FIGURE IV.11. – Comparaison des taux d’occurrence en VR entre 2013 et 2021
 Limites de détections et taux d’occurrence correspondants à gauche obtenus en 2013 issus de BONFILS et al., (2013b) et à droite pour cette étude.

Le manque de Jupiters chauds

Le manque de Jupiter chauds autour des naines M (ENDL et al., 2006) se retrouve déjà dans l’étude de 2013 avec aucune détection sur les 102 naines M. Dans cette nouvelle étude, aucune planète de plus de 20 M_{\oplus} n’a été détectée entre 1.6 et 10 jours de période (boîtes du haut dans la colonne de gauche des figures IV.9a et IV.11b). Compte tenu des très hauts pourcentages de limite de détection dans ce domaine, ce manque n’est pas dû à un biais de détection mais correspond à une réelle absence. On peut alors s’interroger sur le manque d’efficacité des processus de formation et/ou de migration des Jupiter chauds dans les disques des naines M. Cependant, n’ayant que 199 étoiles dans cet échantillon, la limite haute renvoyée est de 0.5%, ce qui est en accord avec les taux mesurés pour les étoiles de type F, G et K et ne permet pas de conclure à une réelle différence avec les naines M.

Jupiters autour des naines M

Je compte neuf planètes massives ($100 M_{\oplus} < M_p \cdot \sin(i) < 13 M_J$) détectées autour des naines M de l’échantillon. La masse de la première exoplanète découverte autour d’une naine M, GJ 876 b, a été estimée à $670.59 \pm 63.56 M_{\oplus}$ (DELFOSE et al., 1998; MARCY et al., 1998) donc leur existence est connue depuis de nombreuses années. Dans cette nouvelle étude je trouve des taux compatibles avec les bornes maximales calculées en 2013 pour des planètes massives au delà de 100 jours de période.

Terres et Super-Terres

Concernant les taux d’occurrence obtenus pour les planètes de faibles masses à courte période, j’obtiens jusqu’à $122\%^{+20\%}_{-24\%}$ pour planètes de moins de 3 M_{\oplus} à moins de 10 jours

de période (voir tracé bleu sur la figure IV.10 et cases inférieures gauche de la figure IV.9a). À moins de 100 jours ce taux atteint $179\%_{-25\%}^{+9.6\%}$ (voir figure IV.9b). Ces taux sont incompatibles avec ceux obtenus dans BONFILS et al., (2013b) (voir figure IV.11). En effet, en reprenant le découpage proposé en 2013, les taux obtenus pour les planètes de masse inférieure à $10 M_{\oplus}$ à moins de 10 jours de période atteignent $90.3\%_{-15\%}^{+15\%}$ dans cette étude alors que le maximum attendu en 2013 dans ce domaine était de 61%. Au delà de 100 jours de période, les taux diffèrent à nouveau mais ne sont pas incompatibles.

Objets intermédiaires

Pour finir, on note aussi des planètes détectées de masse comprise entre 10 et $100 M_{\oplus}$ à moins de 1000 jours de période (super-Terres et Neptunes). Les taux obtenus dans cette étude sont à nouveau supérieurs aux bornes maximales obtenues en 2013. Pour cette gamme de masse, la différence entre nos deux travaux vient principalement du manque de détection dans cette gamme de masse au delà de 10 jours de période en 2013. Aujourd'hui je compte 10 détections de plus dans cette gamme de masse, améliorant considérablement l'estimation des taux.

En conclusion, cette nouvelle étude propose des taux d'occurrence supérieurs à ceux obtenus en 2013, pour les planètes de faible masse, à courte période, mais aussi pour les planètes de masse intermédiaire entre 10 et 100 jours de période et finalement, pour les planètes massives au delà de 100 jours de période. La baisse des limites de détection provoque la baisse de la pondération et donc des taux calculés, donc ne peut pas expliquer cette différence. La principale raison de cette baisse est l'augmentation du nombre de détections entre 2013 et 2021. Pour finir, la nouvelle méthode d'estimation des incertitudes proposée dans cette étude permet de réduire considérablement l'encadrement des taux mesurés. Je compare ces taux à ceux de SABOTTA et al., (2021) à la fin de ce chapitre.

IV.3 OCCURRENCE DES SYSTÈMES PLANÉTAIRES

La statistique calculée jusque là ne permet pas de connaître la répartition des planètes détectées parmi les N étoiles de l'échantillon. En effet, il est important de comprendre si 100 détections parmi 100 étoiles traduisent 100 systèmes planétaires ou bien seulement 50 par exemple. Cette section se focalise donc sur les systèmes et non plus sur les planètes.

IV.3.1 Définition

La statistique d'occurrence des systèmes planétaires présentée et calculée dans cette section traduit la fréquence de systèmes planétaires autour de 100 naines M. Autrement dit, un taux de 20% traduira la présence de systèmes planétaires (simples ou multiples) autour de 20 étoiles parmi les 100 dans le domaine étudié. Pour ce taux, il est donc impossible de dépasser les 100% et nous ne tirons pas d'information sur la multiplicité des systèmes étudiés.

IV.3.2 Détections et pondération

Le calcul de cette statistique de détection diffère légèrement du calcul de la section précédente car il ne s'agit plus de compter les détections mais les systèmes planétaires dans chaque domaine de masse et de période.

Compter les systèmes détectés

Il est nécessaire de prendre en compte les détections autour d'une même étoile différemment des autres détections. Il faut compter dans chaque boîte tous les systèmes détectés et ne compter un système multiple qu'une seule fois. Cette logique pose finalement un problème pour la suite de l'étude : comment pondérer proprement un système de plusieurs planètes ? À nouveau, il serait possible de ne pondérer que par le taux moyen de détectabilité dans la boîte mais je risque de me confronter aux mêmes problèmes que dans le cas précédent. Je propose donc de garder la logique du pourcentage local de limite de détection mais en l'utilisant différemment.

Pondérer les systèmes comptabilisés

Au lieu de sommer les pondérations de chaque planète détectée, je propose de sommer la moyenne des pondérations du système. Concrètement, pour un système multiple détecté dans une boîte, je calcule d'abord la moyenne des pondérations des planètes qui le composent puis je somme les pondérations de tous les systèmes comptabilisés dans la boîte. Mathématiquement, je calcule la fréquence d'occurrence de systèmes planétaires dans la boîte jk avec la formule suivante :

$$f_{jk} = \frac{1}{N_{total}} \cdot \int_{p_j}^{p_{j+1}} \int_{m_k}^{m_{k+1}} \sum_{i=1}^{N_s} \left(\frac{1}{M_i} \left(\sum_{l=1}^{M_i} np_l \right) \right) dm dp = \frac{np_{jk}}{N_{total}} = \frac{Ns_{jk}}{Np_{jk}} \quad (IV.8)$$

où N_{total} correspond au nombre d'étoiles dans l'échantillon, Ns_{jk} correspond au nombre de systèmes dans la case jk , M_i correspond au degré de multiplicité du système i . Comme dans les calculs précédents de statistique d'occurrence, np_{jk} correspond au nombre pondéré de systèmes, et Np_{jk} au nombre d'étoiles accessibles dans la case jk . Avec cette formule, trois détections autour d'un même système sont comptabilisées comme une seule détection ayant pour pondération la moyenne des pondérations des trois détections. Je suis donc certaine de ne compter que le nombre de systèmes détectés tout en tenant compte du taux local de détectabilité du système.

IV.3.3 Encadrements

Une fois cette fréquence calculée, il faut à nouveau en donner un encadrement en utilisant une loi binomiale. J'utilise le même calcul que pour la statistique d'occurrence pla-

nétaire en changeant les paramètres de la loi car il n'y a pas de coefficient de multiplicité dans ce calcul. Je calcule ces nouvelles bornes via la formule :

$$\int_{f_{inf}}^1 P(f) df = \int_{f_{inf}}^1 C_{Np_{jk}}^{Ns_{jk}} \cdot f^{Ns_{jk}} (1 - f)^{Np_{jk} - Ns_{jk}} df = 0.84 \leftrightarrow \int_0^{f_{inf}} = 16 \quad (IV.9a)$$

$$\int_0^{f_{sup}} P(f) df = \int_0^{f_{sup}} C_{Np_{jk}}^{Ns_{jk}} \cdot f^{Ns_{jk}} (1 - f)^{Np_{jk} - Ns_{jk}} df = 0.84 \leftrightarrow \int_{f_{sup}}^1 = 16 \quad (IV.9b)$$

où Ns_{jk} correspond au nombre de systèmes détectés dans la boîte jk et Np_{jk} est le nombre total d'étoiles accessibles dans la boîte jk . Les lois construites sont assez équivalentes à celles de la section précédente représentées sur la figure IV.7. Pour finir, les cas limites évoqués dans la section précédente se présentent également dans cette statistique et sont traités exactement de la même manière (voir équation IV.7) avec simplement une borne supérieure lorsque le nombre de systèmes détectés est nul.

IV.3.4 Résultats

Cette nouvelle statistique me permet d'étudier la répartition des planètes parmi les étoiles de l'échantillon. Lorsque le nombre de détection n'est pas nul, je mets en rapport dans ces derniers paragraphes les deux statistiques pour affiner mon analyse précédente.

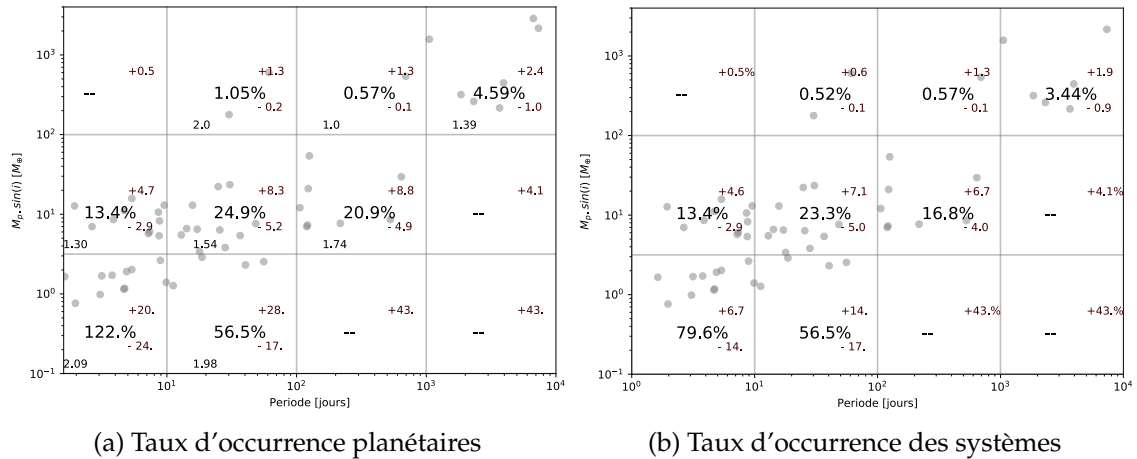


FIGURE IV.12. – Taux d'occurrence

Le pourcentage écrit en noir au centre de chaque case correspond à la fréquence d'occurrence calculée dans la case.

Le travail réalisé il y a huit ans (BONFILS et al., 2013b) ne peut pas être comparé à cette étude des systèmes car il s'agit d'une statistique planétaire. En effet, deux planètes situées dans la même boîte appartenant au même système sont toutes les deux comptées : GJ 876 b et c étaient dans la même boîte de calcul et la statistique retournée vaut 2% pour 102 étoiles. Je compare finalement les taux d'occurrences des systèmes aux taux d'occurrence planétaires.

Dans le domaine des planètes de très faible masse (inférieure à $3 M_{\oplus}$), les taux d'occurrence à moins de 10 jours de période diffèrent beaucoup entre les deux statistiques. Le taux d'occurrence planétaire est de $122\%_{-24}^{+20}$ alors que le taux d'occurrence des systèmes ne vaut que $79.6\%_{-14}^{+6.7}$. Autrement dit, on peut s'attendre à détecter environ 122 planètes réparties dans environ 80 systèmes dans cette gamme de masse et de période dans un échantillon de 100 naines M. Compte tenu des limites de détection et du calcul de la probabilité d'avoir manqué une planète dans un système déjà multiple décrite dans la section précédente, j'obtiens finalement une multiplicité de 2.09 et non 1.22 comme pourrait l'indiquer le premier calcul.

En conclusion, toutes les naines M de l'échantillon ne possèdent pas de planète dans cette gamme de masse à courte période mais celles qui en possèdent, ont aussi tendance à en avoir plus d'une. Je ne compare pas les taux au delà de 10 jours car les taux de détectabilité y sont inférieurs à 1% pour ce domaine de masse.

IV.4 TAUX D'OCCURRENCE PLANÉTAIRE

Je présente dans cette dernière section du chapitre l'étude de plusieurs sous-échantillons réalisés en triant les étoiles en fonction de leur distance, leur nombre de vitesses, leur niveau moyen d'activité, et enfin leur masse.

IV.4.1 Échantillon calme

Les naines M actives sont assez peu suivies car une activité stellaire importante gêne la détection d'exoplanètes. Dans le chapitre précédent, seule la signature de la période de rotation induite par l'activité stellaire a été soustraite de 14 étoiles, mais les potentielles autres conséquences de l'activité stellaire n'ont pas été prises en compte. Les séries VR des étoiles très actives ne peuvent pas être considérées comme uniquement du bruit blanc sans une étude poussée des conséquences de l'activité stellaire sur la mesure de la VR. Par conséquent, j'exclus ici les étoiles dont le $\log R'_{HK}$ (présenté dans le prochain chapitre) est supérieur à -4.4 (pour repère celui du Soleil est de -4.9). Ce seuil exclut douze étoiles : GJ 208, GJ 334, GJ 388, GJ 406, GJ 569, GJ 729, GJ 1075, GJ 3090, GJ 3148, GJ 3728, GJ 4079 et GJ 4303. Ces étoiles ne possèdent aucune détection bien sûr, donc pour cette étape le nombre total de détection ne change pas mais ce sous-échantillon calme compte 187 étoiles.

Je m'attendais à trouver des pourcentages de limites de détections beaucoup plus basses en ayant exclu les douze étoiles actives mais ce n'est pas le cas d'après la comparaison de la figure IV.13. Les deux statistiques d'occurrences planétaires sont à nouveau assez équivalentes : le fait que les limites soient plus basses allège la pondération des détections mais comme l'échantillon est plus petit, le nombre total d'étoiles diminue. Les deux effets se compensent assez bien et les taux ne varient pas de manière significative.

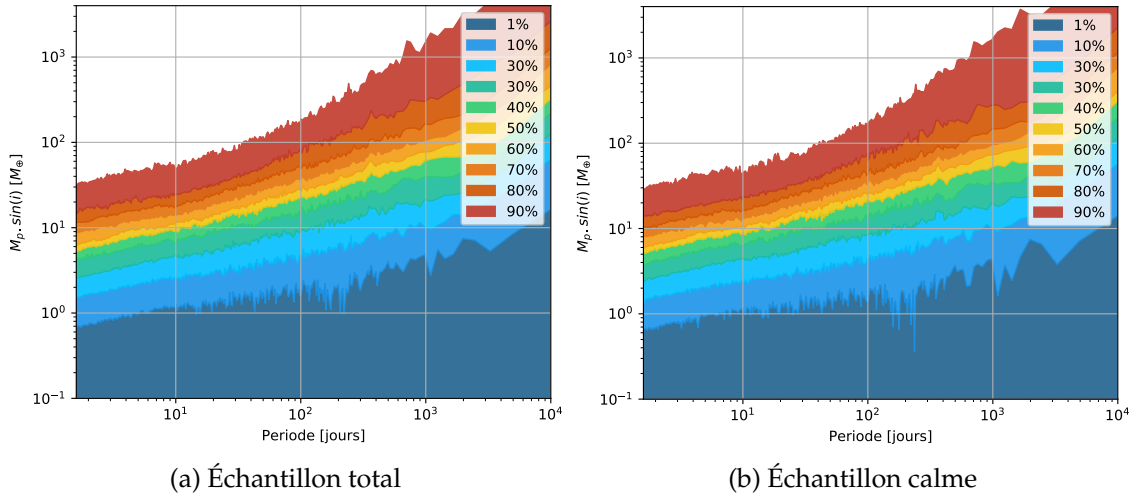


FIGURE IV.13. – Comparaison des iso-fréquences de limites de détection - Activité

IV.4.2 Échantillon proche

L'échantillon à 7 pc est quasiment complet, malgré un léger biais en étoiles actives et en binaires serrées. Cet échantillon à 7 pc ne comporte que 38 objets à ce stade de l'étude car en plus des 15 étoiles non observées listées en table II.1, 9 étoiles possèdent moins de dix mesures. Le volume de cet échantillon est insuffisant pour caractériser le voisinage solaire avec une statistique solide, mais peut servir de guide pour de prochains projets de caractérisation de systèmes comme NIRPS. En me basant sur l'étude de complétude en section II.4.2 du chapitre II, je propose de comparer le sous-échantillon coupé à 10 pc qui rassemble 64 étoiles avec l'échantillon complet.

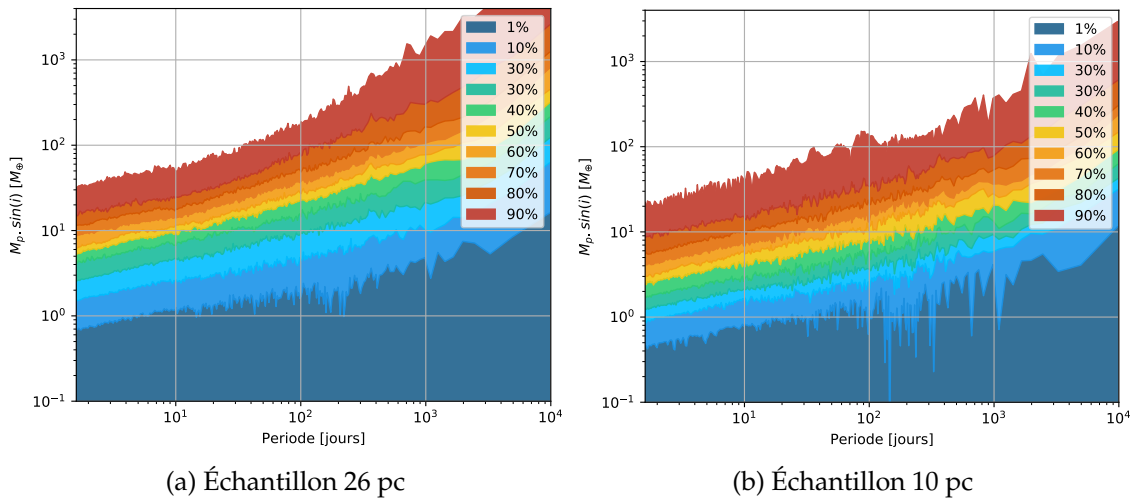


FIGURE IV.14. – Comparaison des iso-fréquences de limites de détection - Distance

La figure IV.14 présente les iso-fréquences pour ces deux sous-échantillons coupés en distance. Les limites basses semblent assez similaires et très proches de celles de l'échan-

tillon complet, seule l'enveloppe supérieure semble différente (plus basse). Je peux donc supposer que les étoiles les plus proches contribuent aux limites basses de détection et que l'enveloppe supérieure rassemble plutôt les étoiles éloignées. Une fois ces limites établies, il faut compter les détections avec leur nouvelle pondération et établir une nouvelle statistique d'occurrence planétaire. Je compte 25 planètes (13 systèmes) à moins de 7 pc et 31 (17 systèmes) à moins de 10 pc.

IV.4.3 Échantillon très observé

Je poursuis cette analyse en créant des sous-échantillons en fonction de nombre de VR. Pour commencer, je propose de comparer les taux et les limites de l'échantillon des 58 étoiles possédant plus de 50 VR HARPS à celui des 71 étoiles de plus de 50 mesures CARMENES (SABOTTA et al., 2021). Dans un deuxième temps, je propose de comparer les taux obtenus pour l'échantillon des 87 étoiles avec au moins 30 VR (en référence au seuil d'effondrement des probabilités de F_{test} et de χ^2 constaté au chapitre précédent) à ceux obtenus pour l'échantillon total.

Les taux d'occurrence planétaires obtenus sur le sous-échantillon d'étoiles avec au moins 30 VR sont légèrement plus haut dans presque tous les domaines. Cette différence est principalement due au fait que le nombre de détections n'a pas diminué avec cette sélection alors que le nombre total d'étoiles a diminué de 55%. Les limites de détection ont aussi légèrement baissé mais pas suffisamment pour contrebalancer l'augmentation du ratio entre détections et étoiles.

Pour pouvoir comparer les sous-échantillons d'étoiles avec plus de 50 VR de HARPS et CARMENES (SABOTTA et al., 2021), j'ai limité les domaines de masse et de période de la figure IV.15a.

Terres et Super-Terres

Dans le domaine des planètes de masse inférieures à $10 M_{\oplus}$, j'obtiens des taux supérieurs (et compatibles à 1σ) à ceux publiés sur les données CARMENES (SABOTTA et al., 2021) à moins de 10 jours de période : $94.7\%_{-15\%}^{+12\%}$ avec HARPS contre $59\%_{-17\%}^{+20\%}$ avec CARMENES. Dans ce domaine, nos limites de détections sont un peu plus basses ce qui a tendance à baisser la pondération des détections, mais cet effet est complètement contrebalancé par le grand nombre de détections (15 détections HARPS contre seulement 10 sur les données CARMENES).

Au delà de 10 jours de période, les taux obtenus dans mon étude sont légèrement plus bas que ceux obtenus sur les données CARMENES mais les deux restent compatibles : $78.0\%_{-15\%}^{+17\%}$ avec HARPS et $97\%_{-37}^{+42}$ pour CARMENES. La différence est cette fois due aux limites de détections des données CARMENES très hautes dans ce domaine. La détection la moins massive domine à elle seule la pondération de la boîte. Dans le cas des données HARPS, les taux de détection sont légèrement plus bas, mais ce domaine reste tout de même encore restreint par un biais observationnel pour de si petites masses dans cette gamme de périodes.

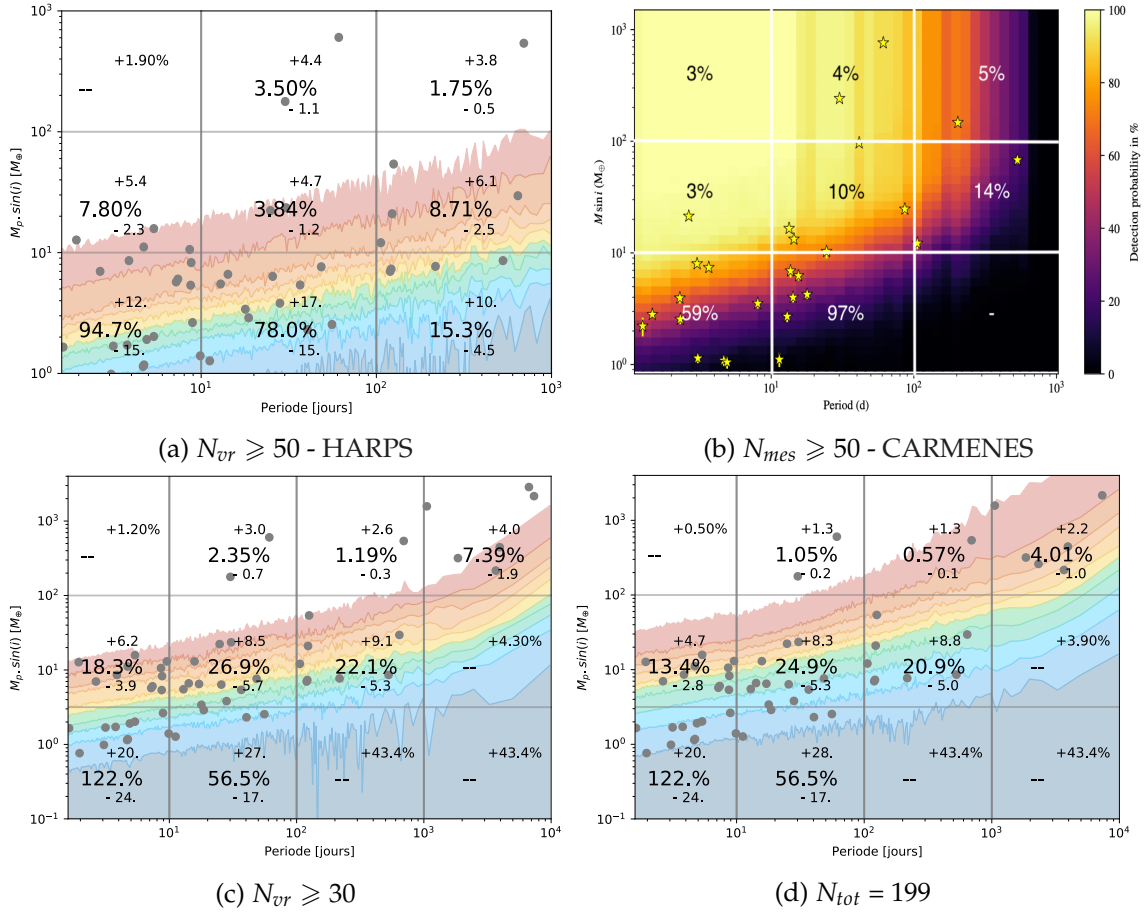


FIGURE IV.15. – Limites de détection en fonction du nombre de vitesses

Représentations pour les deux sous-échantillons, l'échantillon total et celui des données CARMENES (SABOTTA et al., 2021) sur laquelle j'ai rajouté les taux calculés.

Planètes massives

Dans le domaine des planètes massives ($10^2 < M_p < 10^3 M_{\oplus}$) nos résultats sont assez cohérents, même si leur taux à grande période est légèrement plus élevé en raison des très basses limites de détections dans cette boîte (biais observationnel déjà évoqué). Ils prédisent que ce pourcentage pourrait s'élever à environ 30% en tenant compte de ce biais mais je ne retrouve pas un résultat aussi élevé, même en comptant les deux planètes encore plus massives (masse supérieure à $10^3 M_{\oplus}$ mais inférieures à $13 M_J$).

Objets intermédiaires

Dans le domaine des objets intermédiaires les taux obtenus sont compatibles dans les trois gammes de périodes. La seule différence entre nos deux études est à nouveau les hautes limites de détection du relevé CARMENES au delà de 500 jours de périodes, en raison de la couverture totale de seulement cinq ans contre dix-huit ans pour HARPS.

IV.4.4 Échantillon coupé en masse

Pour terminer cette étude des sous-échantillons, je divise l'échantillon en masse : les étoiles de plus de $0.35 M_{\odot}$ et celles de plus petite masse. L'échantillon d'étoiles massives se compose de 146 étoiles et son complément de seulement 53 étoiles. La statistique d'occurrence établie sur les données CARMENES propose aussi cette coupure (autour de $0.34 M_{\odot}$) en proposant un sous-échantillon de 48 étoiles massives et son complément de seulement 23 étoiles. Pour rappel, le signal en VR d'une planète de masse donnée dépend beaucoup de la masse de son étoile hôte. Cette coupure permet dans un premier temps de mesurer les conséquences de cette masse sur les pourcentages de limite de détection et dans un deuxième temps d'analyser la répartition des détections en fonction de la masse de l'étoile. Pour finir, cette masse de $0.35 M_{\odot}$ correspond à la disparition théorique du cœur radiatif des naines M, séparant ainsi l'échantillon en étoiles partiellement et complètement convectives (notion abordée un peu plus en détail dans le chapitre V suivant).

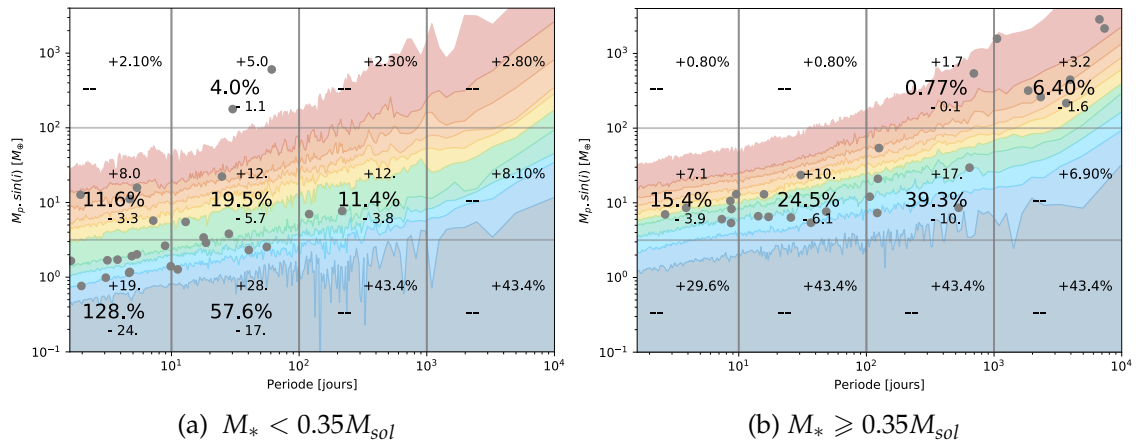


FIGURE IV.16. – Échantillons coupés en masse

Iso-fréquences de limites de détection et taux d'occurrence planétaires en fonction de la période orbitale pour les deux sous-échantillons.

Concernant les limites de détection, comme attendu, elles sont légèrement plus basses pour les étoiles de plus faible masse. Une planète d'une M_{\oplus} à moins de 10 jours de période est en réalité impossible à détecter autour d'une naine M de plus de $0.35 M_{\odot}$. Cette gamme de masse planétaire ne peut être atteinte qu'autour d'étoiles de plus faible masse.

Concernant les détections, on remarque tout de suite qu'il n'y a aucune planète de moins de $3 M_{\oplus}$ détectées autour des naines M de plus de $0.35 M_{\odot}$ (bas de la figure IV.16b) ce qui est en accord complet avec les limites de détection calculées. C'est pourquoi aucune statistique d'occurrence n'est calculée en deçà de cette masse limite de $3 M_{\oplus}$ pour ces étoiles. À l'opposé, les étoiles de plus faible masse permettent de détecter ces planètes de faible masse. Il est aussi à noter qu'aucun objet massif à longue période n'est détecté autour des étoiles de faible masse (coin supérieur droit de la figure IV.16a). Pourtant cette fois la raison ne peut être les limites de détection car cette zone est bien au delà des 90%.

La figure IV.17 présente les taux d'occurrence obtenus sur les données CARMENES (SABOTTA et al., 2021) en fonction de la période orbitale pour les trois gammes de masses allant de 1 à $10^3 M_{\oplus}$ et ceux obtenus dans cette étude pour quatre gammes de masse allant de 1 à $4000 M_{\oplus}$.

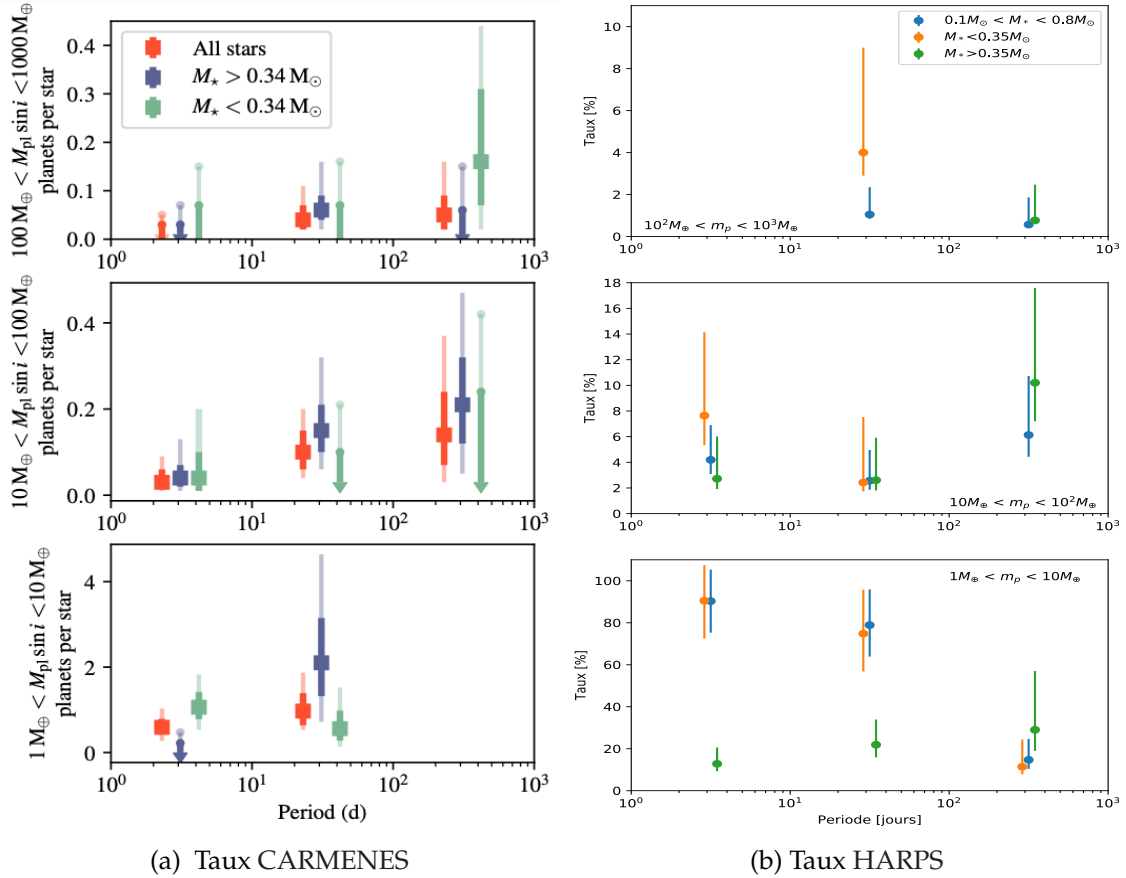


FIGURE IV.17. – Taux d'occurrence planétaire en période des échantillons coupés en masse À gauche : Taux d'occurrence (image issue de SABOTTA et al., 2021) pour l'échantillon complet et les deux sous-échantillons coupés en masse sur les données CARMENES en fonction de la période orbitale pour trois gammes de masse planétaire. À droite : Taux d'occurrence pour l'échantillon complet et les deux sous-échantillons coupés en masse sur les données HARPS en fonction de la période orbitale pour trois gammes de masse planétaire.

Concernant les taux d'occurrence des objets massifs (haut de la figure IV.17), l'allure générale en fonction de la période est assez similaire mais je note une différence : contrairement aux données CARMENES, je ne détecte aucune planète massive autour des 53 étoiles de faible masse. Concernant les objets intermédiaires, les deux images centrales se ressemblent beaucoup, compte tenu des encadrements de fréquence. Pour finir, les taux d'occurrence des planètes de faible masse ($1 < M_p < 10 M_{\oplus}$) sont assez similaires pour l'échantillon total (entre 80% et 100% pour les deux études). Cependant, l'échantillon des étoiles massives de HARPS propose des taux bien inférieurs aux taux de l'échantillon mas-

sif de CARMENES. À nouveau, ces planètes sont bien en deçà des limites de détections pour cet échantillon dans le cas de HARPS.

CONCLUSION

Dans ce chapitre je me suis à nouveau intéressée à l'échantillon dans son ensemble et non plus à chaque série VR. La cartographie des limites de détection de cette étude est basée sur 199 nouvelles limites de détections, en moyenne plus basses que celles de 2013. Cette baisse s'explique simplement par l'augmentation du nombre de vitesses total et par étoile, l'augmentation du nombre d'étoiles mais aussi par l'utilisation du "template-matching" pour extraire de nouvelles séries.

La construction de la statistique d'occurrence planétaire de ce nouvel échantillon m'a permis de mettre à jour la méthode de calcul établie en 2013 en proposant finalement une nouvelle estimation de la multiplicité locale. Par la suite, cette étude m'a poussée à mettre au point une nouvelle statistique d'occurrence des systèmes planétaires pour affiner notre connaissance de la répartition des planètes dans les systèmes. Le calcul de multiplicité est nécessaire pour calculer les encadrements statistiques des taux à l'aide d'une loi binomiale et remet en question le choix de ce modèle. Il faudra peut-être envisager un nouveau modèle plus ouvert, non borné à 100% dans les prochaines études statistiques.

Cette étude m'a permis de confirmer le manque de Jupiter chauds autour des naines M en proposant aucune détection parmi les 199 étoiles de l'échantillon mais cette limite supérieure à 0.5% reste pour l'instant en accord avec les taux mesurés autour des étoiles de type F,G et K. Il faudra donc agrandir à nouveau l'échantillon pour pouvoir vraiment affirmer le manque de Jupiter chauds autour des naines M. Ces taux sont en accord avec l'étude effectuée sur les données CARMENES dans ce domaine. Les taux d'occurrence des planètes de faible masse (inférieures à $3 M_{\oplus}$) proposés dans cette étude sont légèrement supérieurs à ceux proposés en 2013 et atteignent $122\%_{-24}^{+20}$ à moins de 100 jours de période pour une multiplicité d'environ 2.08.

Couper l'échantillon autour de $0.35 M_{\odot}$ a fait apparaître une dichotomie importante des taux d'occurrence planétaires. Les planètes de faibles masses sont en dessous des limites de détection pour les étoiles massives donc leur absence ne traduit pas une réelle absence mais un biais observationnel. Cependant, dans le domaine des objets massifs (au delà de $100 M_{\oplus}$) au delà de 1000 jours de période, les pourcentages de limites de détections sont assez élevés dans les deux sous-échantillons, alors que je retrouve neuf planètes autour des naines M les plus massives, je n'en détecte aucune autour des moins massives. Puisque cette absence ne peut être expliquée par les limites de détection dans ce domaine, j'en conclus que les planètes massives lointaines sont très rares autour des naines M de faible masse.



ANALYSE DE L'ACTIVITÉ STELLAIRE DES NAINES M

"Tout avantage a ses inconvénients et réciproquement"
Shadocks

Sommaire

v.1	L'activité stellaire des naines M	131
v.1.1	Conséquences de l'activité stellaire sur les mesures de vitesse radiale	131
	Effets à l'échelle de la période de rotation	132
	Conséquences à long terme	133
v.1.2	Marqueurs d'activité utilisés	133
	Niveau moyen d'activité : $\log R'_{HK}$	133
	Variation des différents indices chromosphériques	135
	Caractéristiques de la raie médiane	135
	Suivis photométriques	136
v.1.3	Extrapolation possible entre le Soleil et les naines M?	136
v.2	Analyse de la variabilité long terme	138
v.2.1	Échantillon étendu de naines M	138
	Étapes de sélection	138
	Données	140
v.2.2	Variations long terme	141
	Analyse	141
	Résultats	142
v.2.3	Analyse Périodique	143
	Outils et méthode d'analyse	143
	Résultats	144
v.3	Analyse de la variabilité à court terme	145
v.3.1	Résultats de l'analyse périodique de l'échantillon long-terme	145
	Identification	145
	Corrections apportées à l'étude VR	146
v.3.2	Retrouver la période de rotation de l'étoile	146
	Relation entre période de rotation et niveau moyen d'activité	146

	Les estimateurs	147
	Les cibles choisies	148
	Méthode	148
	Résultats	149
	Interprétation des indices - Rotateurs rapides	150
v.3.3	Stabilité de la signature de la période de rotation	151
	Phénomènes observés	151
	Interprétations	151
	Périodogramme glissant	154
v.3.4	Conclusion	156
v.4	Étude de la corrélation des indices chromosphériques	157
v.4.1	Comparaison des indices	157
	Observations préliminaires	157
	Méthode d'analyse	158
	Un point de théorie	159
v.4.2	Résultats	160
	Présentation de article d'étude des étoiles de types F, G, et K	160
	Projet d'étude similaire sur un échantillon de naines M	161
v.5	Article	165

INTRODUCTION

Ce chapitre rassemble l'ensemble des analyses des effets de l'activité stellaire magnétique des naines M effectuées durant cette thèse. En effet, alors que tous les chapitres précédents sont axés sur l'étude des séries de VR des étoiles individuellement ou comme un ensemble, ce chapitre sort de ce domaine et aborde les questions relatives à l'impact de l'activité stellaire sur les séries VR laissées en suspens dans tous les chapitres précédents.

Pour commencer, je reviens dans la première section V.1 sur les phénomènes liés à l'activité stellaire évoqués dans le chapitre I introductif pour le cas solaire. J'étends leur description aux autres types spectraux et notamment aux naines M, en insistant sur leur impact sur les VR. Dans cette même section, je présente les indices chromosphériques et photosphériques utilisés pour analyser et mesurer l'activité stellaire magnétique.

Dans la deuxième section V.2, je présente une analyse des variations à long terme des indices chromosphériques effectuée dans la dernière année de ma thèse. Pour cette analyse des séries chromosphériques, je reprends la méthode et les outils mis en place pour l'étude à long terme des séries VR.

Dans la section V.3 je présente les pistes explorées depuis mon stage de Master 2 jusqu'à cette dernière année de doctorat pour déterminer la période de rotation et analyser sa signature dans les différents indices au cours du temps. Je présente pour commencer toutes les signatures apparues au cours de l'étude VR et les outils en cours de développement.

Pour finir, je termine ce chapitre consacré à l'étude de l'activité stellaire des naines M par une section V.4 entièrement axée sur l'étude de la corrélation entre les indices chromosphériques. Dans un premier temps, j'expose toutes les différences constatées entre les différents indices non relevées au cours des précédents chapitres. Par la suite je présente une étude des corrélations calculées sur un grand échantillon d'étoiles de types F, G et K à laquelle j'ai pu participer au début de ma thèse. Pour finir, je présente rapidement les résultats préliminaires de cette même analyse, mais appliquée cette fois-ci aux naines M rassemblées pour cette thèse.

V.1 L'ACTIVITÉ STELLAIRE DES NAINES M

Dans cette première section, je présente les phénomènes attendus suite à l'étude du cas solaire, les indices que nous utilisons pour cette étude puis les méthodes d'analyse mises au point.

V.1.1 Conséquences de l'activité stellaire sur les mesures de vitesse radiale

L'activité stellaire magnétique impacte les mesures spectrales et photométriques sur différentes échelles de temps : les effets visibles à l'échelle de la période de rotation de l'étoile et ceux constatés à plus long terme. L'impact sur les VR, détaillé ici, est important à comprendre pour identifier si des pics significatifs peuvent être dus à une exoplanète (chapitre III).

Effets à l'échelle de la période de rotation

La lumière intégrée lors d'une mesure spectrale correspond à celle émise par le disque apparent de l'étoile. Par élargissement Doppler, la lumière qui provient du côté se rapprochant de nous est décalée vers le bleu, et celle provenant de l'autre partie du disque apparent est décalée vers le rouge. Cet effet élargit d'autant plus les raies que la vitesse de rotation est importante. Par conséquent, tout évènement surfacique perturbe la répartition en vitesse des contributions de chaque partie du disque apparent (schématisé en figure V.1a).

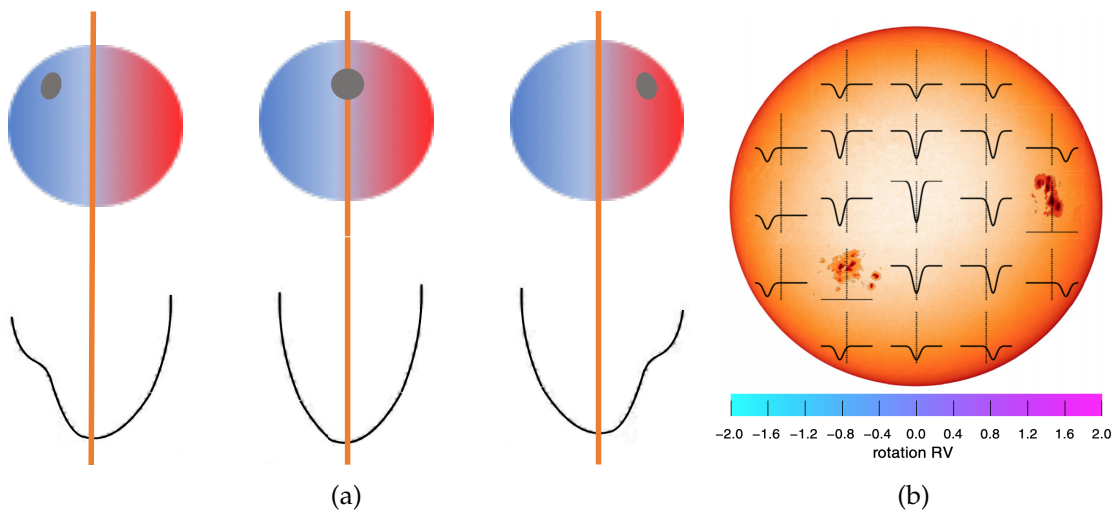


FIGURE V.1. – Conséquence d'une tache au cours de la rotation de l'étoile.

À gauche : Déplacement apparent de la tache au cours de la rotation. Partie du disque s'approchant de nous en bleu, et partie s'éloignant en rouge. Conséquence sur la raie médiane. À droite : Illustration des contributions des différentes parties du disque apparent à la construction de la raie médiane, issue de DUMUSQUE et al., (2014).

Les taches et les plages impactent donc la forme de la raie médiane construite par la méthode CCF (DUMUSQUE et al., 2014). Cette déformation biaise ensuite l'ajustement gaussien permettant de mesurer la position du fond de la raie et donc la valeur de la VR. La déformation se déplace au cours de la rotation de l'étoile et crée finalement un signal périodique synthétique en VR que l'on peut confondre avec la présence d'un compagnon lorsque les amplitudes sont compatibles. Alors que les propriétés des taches et des plages sont assez bien connues pour les étoiles de type F, G et K (grâce au Soleil), leurs propriétés restent assez méconnues pour les naines M. Des taches de très longue durée de vie, très stables, ont été observées par exemple pour GJ 674 (BONFILS et al., 2007) et GJ 388 (MORIN et al., 2008) et sur quelques autres naines M (ROBERTSON et al., 2020).

Chaque signal VR dépend de l'inclinaison de l'étoile, du nombre de taches et de plages, de leurs surfaces respectives, de leur latitude, mais aussi des contrastes de température entre la photosphère et la tache/plage (DESORT et al., 2007, BOISSE et al., 2011, DUMUSQUE et al., 2014). Ces signaux peuvent être modélisés en prenant en compte tous ces para-

mètres, mais le mauvais échantillonnage des observations (à l'échelle de la période de rotation) limite bien souvent l'analyse des séries avec ce type d'approche.

Conséquences à long terme

Le Soleil possède un cycle d'activité de onze ans pendant lequel le nombre d'évènements passe par des maxima et des minima. Le nombre de taches est minimum et presque nul pendant la phase la plus calme et augmente ensuite au cours du cycle. Les perturbations engendrées sur la mesure de la VR ne sont donc pas constantes et on peut s'attendre à en avoir moins en période de Soleil calme qu'en période de forte activité. Dans le cas des étoiles de type solaire, les études photométriques montrent deux régimes de cycles différents (RADICK et al., 1998, LOCKWOOD et al., 2007). Les étoiles jeunes sont caractérisées par une rotation très rapide et une activité importante dominée par les taches (baisse de l'intensité reçue durant un maximum d'activité) alors que les étoiles plus âgées sont caractérisées par une rotation moins rapide (car freinée au cours de leur évolution) et semblent davantage dominées par les plages (augmentation de la luminosité reçue au cours du cycle).

Pour finir, outre leur signal similaire aux taches, les larges plages provoquent également le blocage localisé de la convection de surface. Dans le cas solaire, le décalage vers le bleu provoqué par la granulation peut donc être en partie inhibé en fonction de la surface recouverte de plages et de taches solaires. On peut donc s'attendre à une modification plus subtile de la symétrie de la raie au cours du cycle (MEUNIER et al., 2010, MEUNIER et al., 2013, MEUNIER et al., 2017b et MEUNIER et al., 2017a). À nouveau il s'agit ici du cas solaire, pour lequel le cycle d'activité est avéré depuis de nombreuses années par les observations.

V.1.2 Marqueurs d'activité utilisés

Puisque l'activité stellaire des naines M a des effets sur la mesure de la VR, les signaux d'activité intrinsèques et les signaux képlériens deviennent parfois difficiles à dissocier. Il est impossible à ce jour de relever une topologie précise des taches à la surface des naines M comme on peut le faire pour le Soleil, et la cartographie du champ magnétique par imagerie Zeeman Doppler est encore très difficile en raison de leur faible vitesse de rotation (jusqu'à plus de 100 jours pour GJ 551, SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015). Il faut donc étudier de manière comparative et simultanée les variations des différents indices photosphériques et chromosphériques à notre disposition pour tenter de différencier les signaux dus à l'activité stellaire et ceux d'éventuelles planètes.

Niveau moyen d'activité : $\log R'_{HK}$

Le niveau moyen d'activité est un premier indice de l'activité de l'étoile très couramment utilisé. Ce niveau traduit l'émission chromosphérique dans les raies H et K du calcium II, moyennée sur la série d'observation. Cet indice correspond au flux intégré à l'aide d'une fenêtre triangulaire dans les raies du doublet de Fraunhofer du Calcium

II (3933.66 Å et 3968.47 Å). Cette mesure correspond au schéma en figure V.2 issue de ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c) sur lequel on voit une fenêtre de 5 Å centrée sur la raie K d'un spectre de naine M.

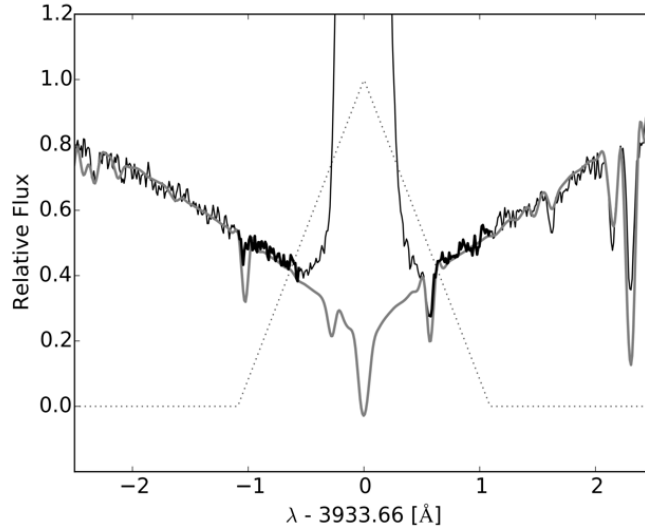


FIGURE V.2. – Mesure de la ré-émission dans la raie K du Calcium II
Fenêtre de 5 Å de la raie K du Calcium ionisé. Représentation issue de ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c). En gris clair un spectre théorique (*BT-Settl*) de l'absorption photosphérique, en noir celui avec une forte ré-émission chromosphérique dans cette raie du Calcium. Les pointillés représentent la fonction triangulaire utilisée pour intégrer le flux dans cette raie.

Sur la figure V.2 le spectre gris clair correspond au spectre calme théorique, le spectre noir avec une forte émission correspond au spectre observé d'une naine M active, et le triangle est le masque utilisé pour intégrer le flux. La valeur mesurée est ensuite normalisée par les continums de 20 Å pris de part et d'autre des deux raies H et K : continuum bleu centré en 3901.07 Å et continuum rouge centré en 4001.07 Å. Cette grandeur (appelée indice *S*) traduit le rapport des flux normalisés entre la somme des deux filtres triangulaires H et K et celle des deux bandes bleu et rouge (VAUGHAN et al., 1978). Cette définition provient de programmes de suivi d'activité stellaire du Mont Wilson (BALIUNAS et al., 1995) aux données HARPS (LOVIS et al., 2011, ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017c).

Afin de pouvoir comparer les émissions de plusieurs étoiles, il faut soustraire la participation photosphérique à la mesure puis normaliser par le flux bolométrique. Cette étape est particulièrement délicate pour les naines M car les raies du calcium II se situent dans le bleu, là où leur flux lumineux est le plus faible. La correction proposée dans NOYES et al., (1984) n'est valable que pour les étoiles de type F, G et K. Cette correction spécifique aux naines M provient des relations empiriques établies dans ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c) dont j'ai repris les équations pour calculer l'indice *S* corrigé appelé $\log R'_{HK}$:

$$R'_{HK} = R_{HK} - R_{phot} = R_{HK} - K \cdot \sigma^{-1} \cdot 10^{-14} \cdot C_{cf} \cdot (S - S_{phot}) \quad (V.1)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, K est une constante de normalisation des grandeurs de flux, C_{cf} est le facteur bolométrique de normalisation établi par N. Astudillo-Defru et S_{phot} représente la participation photosphérique soustraite (déterminé empiriquement à l'aide du V-K). La moyenne des $\log R'_{HK}$ calculés sur tous les spectres d'une étoile est le niveau moyen d'activité servant à comparer les étoiles entre elles. Cet indice normalisé traduit l'importance des zones de chauffage, donc de la surface recouverte par des plages et en aucun cas de la présence de taches.

Variation des différents indices chromosphériques

Au delà du niveau moyen d'activité, je souhaite aussi étudier la variation des ré-émissions au cours du temps. En plus du doublet du Calcium, je m'intéresse à deux autres ré-émissions : le doublet jaune du Sodium NaD (5889.95 Å et 5895.92 Å), et la raie $H\alpha$ (6562.81 Å). Pour le calcul des indices NaD et $H\alpha$, je soustrais les domaines de continuum des travaux de référence (CINCUNEGUI et al., 2007, DA SILVA et al., 2011) indiqués dans la table V.1 extraite de MIGNON et al., (2021).

Indice	Bande 1	Bande 2	Continuum Bleu	Continuum Rouge
Ca	3933.663 ± 1.09 (K)	3968,469 ± 1.09 (H)	3891.07–3911.07	3991.07–4011.07
Na	5889.95 ± 0.25 (NaD2)	5895.92 ± 0.25 (NaD1)	5860–5870	5904–5908
$H\alpha$	6562.808 ± 0.8	-	6545.49–6556.25	6575.93–6584.68

TABLE V.1. – Longueurs d'ondes des bandes

Table extraite de MIGNON et al., (2021) qui indique les positions et les largeurs en Å des bandes utilisées pour mesurer les trois indices chromosphériques.

Caractéristiques de la raie médiane

En plus de ces indices chromosphériques, je m'intéresse aux variations des caractéristiques de la raie médiane, représentative des raies d'absorption photosphériques : position (VR), largeur (FWHM) et asymétrie (BIS-SPAN). Le BIS-SPAN correspond au décalage entre le haut et le bas du bissecteur (milieu de la raie en bleu sur la figure V.3 issue de DESORT et al., (2007)). Lorsque la raie est parfaitement symétrique le BIS-SPAN est nul, mais lorsque les participations des ailes de la raie deviennent inégales, le bissecteur se déforme et le BIS-SPAN varie. Il est donc possible d'identifier l'influence d'une tache sur les VR en comparant le signal VR avec celui du BIS-SPAN (cadrans inférieurs de la figure V.3).

Les modélisations de la figure V.4, issues de DUMUSQUE et al., (2014) montrent les variations de la FWHM et du BIS-SPAN au cours de la rotation en présence de tache (*en haut*) et de plage (*en bas*).

Les signaux détectés dans les séries de FWHM et BIS-SPAN sont finalement de très bons indices pour déterminer la période de rotation dont la signature se retrouve parfois parmi les signaux VR. Cependant, ces modélisations sont basées sur des taches et plages solaires, à la surface d'étoile de type G2.

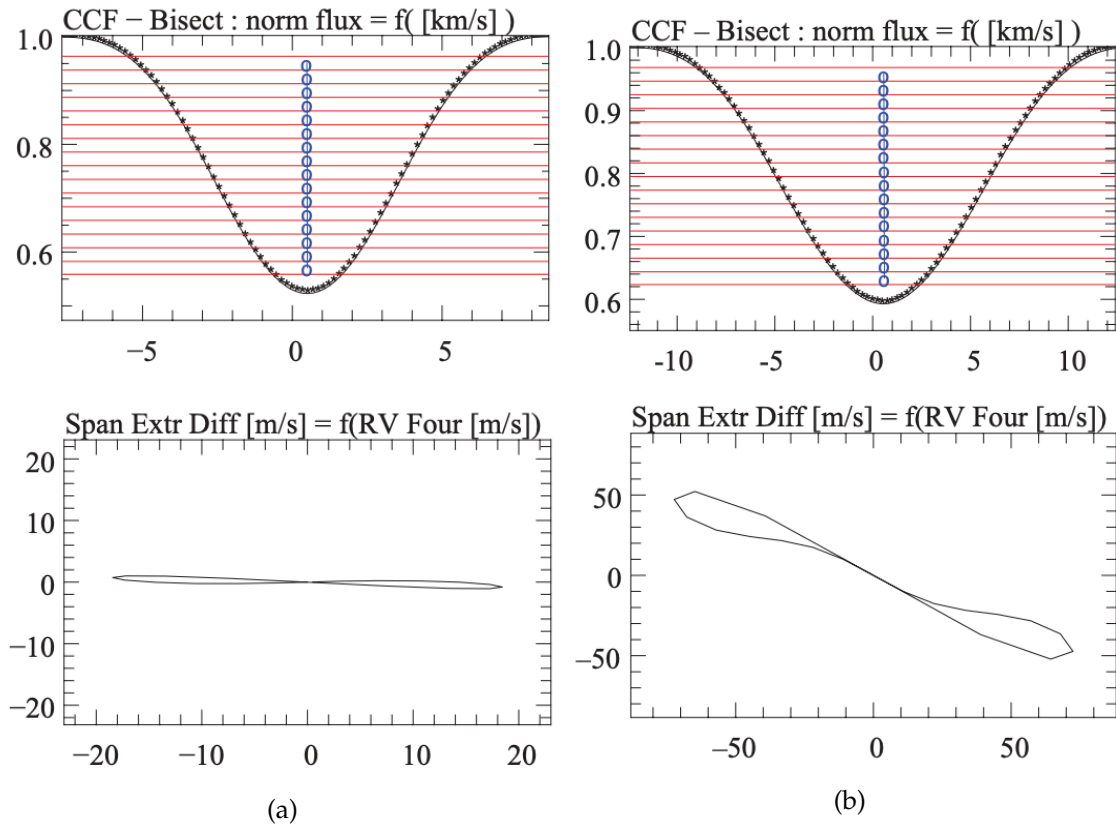


FIGURE V.3. – Mesure du décalage du bissecteur

En haut : Bissecteurs de raies médianes modélisées, *en bas* : variation du BIS-SPAN en fonction de la VR au cours de la rotation pour deux taches de différentes latitudes et inclinaisons : à *gauche* : latitude de 0° et inclinaison de 0° à *droite* : latitude de 30° et inclinaison de 30° - Images issues de DESORT et al., (2007).

Suivis photométriques

L'activité stellaire impacte également la mesure photométrique lorsqu'elle est dominée par les taches car le contraste est souvent suffisamment important pour être mesuré. La figure V.5, issue de DESORT et al., (2007) illustre les modulations de luminosité causées par deux taches à des latitudes différentes sur des étoiles d'inclinaisons différentes.

Les mesures photométriques sont donc des indices photosphériques cruciaux, que l'on peut utiliser pour contraindre davantage l'analyse de la signature rotationnelle et l'alternance des phases actives et calmes à plus long terme. Cette approche n'est pas au cœur de notre analyse mais nous l'avons utilisée pour compléter l'analyse long terme de notre échantillon.

V.1.3 Extrapolation possible entre le Soleil et les naines M?

Les naines M rassemblées dans mon échantillon ont des masses allant de 0.10 à $0.79 M_\odot$, soit près d'un facteur 8 entre la masse des plus froides et celles des plus chaudes. Les mo-

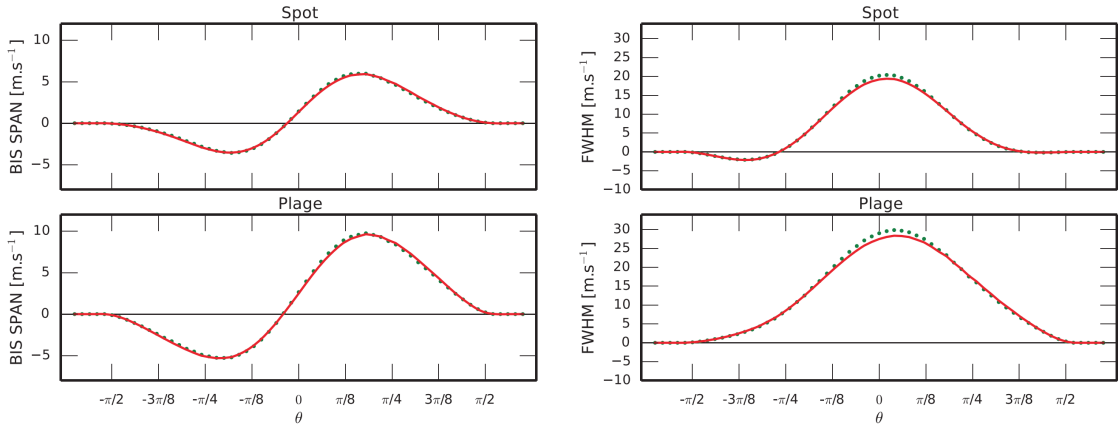


FIGURE V.4. – Conséquences sur la forme de la raie médiane. Variations du BIS-SPAN (à gauche) et de la FWHM (à droite) causées par une tache (en haut) et une plage (en bas). Figures issues de DUMUSQUE et al., (2014).

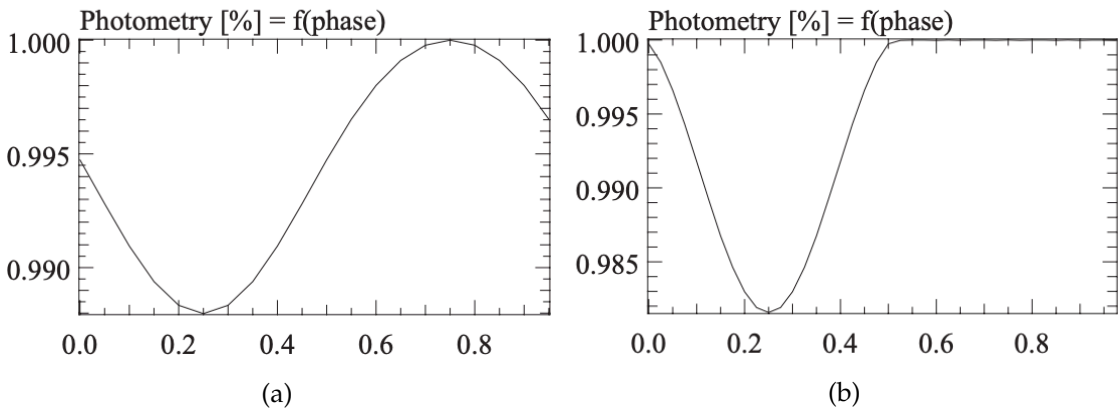


FIGURE V.5. – Modélisation des courbes photométriques Variations de luminosité modélisées dans deux cas de taches à des inclinaisons et latitudes différentes : à gauche : latitude de 0° et inclinaison de 0° à droite : latitude de 30° et inclinaison de 30° - Images issues de DESORT et al., (2007).

dèles actuels de physique stellaire prédisent la disparition progressive du cœur radiatif en allant vers les petites masses. Ainsi, les naines M les plus massives possèdent un cœur radiatif et une enveloppe convective séparés par une tachocline comme le Soleil, alors que les moins massives (en deçà de $0.35 M_{\odot}$ environ, soit un type spectral de M3.5) quant à elles sont supposées entièrement convectives (CHABRIER et al., 1997). Pour rappel, dans les modèles standards de dynamo, on attribue l'émergence des tubes de flux magnétique à la turbulence entre les zones radiative et convective (dans la mince tachocline). Cette mince tachocline délimite aussi de régimes de rotation : rotation solide pour le cœur radiatif et différentielle pour l'enveloppe convective (ROBINSON et al., 1982).

Cependant, on relève des naines M très actives dans toutes les gammes de masses, avec des émissions chromosphériques importantes, suggérant la présence de plages, et parfois

même des éruptions violentes comme dans le cas de l'étoile Au Mic (CRANMER et al., 2013, MARTIOLI et al., 2020) déjà abordé au chapitre III. Les relevés photométriques de ces naines M très actives révèlent aussi une variabilité photométrique importante importante (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016) suggérant aussi la présence de taches (NEWTON et al., 2016).

Les détections de naines M très actives au delà du type M3.5 ont contraint à étendre les modèles standards aux plus petites masses afin de modéliser l'émergence de phénomènes liés à l'activité sans tachocline. Depuis, des travaux de modélisation 3D ont réussi à créer un champ magnétique à grande échelle pour des étoiles entièrement convectives (CHABRIER et al., 2006, BROWNING, 2008), proposant même des variations à long terme de l'activité équivalentes au cycle solaire. On peut donc attendre des cycles similaires au Soleil, et un processus lié à la dynamo (par exemple composé de taches, plages, flares, voir chapitre I). La variabilité des naines M va donc être étudiée dans la suite à différentes échelles pour caractériser ces processus.

V.2 ANALYSE DE LA VARIABILITÉ LONG TERME

Alors que le cycle d'activité du Soleil est avéré depuis de nombreuses années, la question n'est pas aussi tranchée concernant les naines M. Plusieurs études se sont intéressées spécifiquement aux naines M, et détectent des variations à long terme et quelques cycles (DA SILVA et al., 2012, SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015, SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016) pour déterminer si ces étoiles présentent ou pas des cycles d'activité ainsi que leur période, le cas échéant. Dans un premier temps, je propose d'analyser et de caractériser les variations à long terme des séries temporelles des indices chromosphériques et de terminer cette étude par la recherche de périodicité dans ces séries.

V.2.1 Échantillon étendu de naines M

Pour cette étude des effets à long terme de l'activité stellaire magnétique des naines M, j'ai légèrement élargi l'échantillon d'étude VR présenté au chapitre II. Il ne s'agit plus d'une étude statistique de caractérisation de la population stellaire au voisinage solaire mais une analyse fine de l'activité des naines M. En acceptant tous les biais de ce choix, j'ai repris l'échantillon de naines M réunies avant de couper en distance. Sans cette coupure, j'obtiens un ensemble de 493 naines M observées avec HARPS, rassemblant un peu plus de 15000 spectres (entre Janvier 2003 et Juin 2019).

Étapes de sélection

À l'instar de l'étude des séries de VR, nous avons procédé à une série de sélections des mesures basées sur de nouveaux critères propres aux indices chromosphériques et appliqués à chaque série. Cette fois ci, nous travaillons sur trois indices différents, donc chaque mesure exclue de la série d'un indice selon les critères suivants est exclue des deux autres séries de l'étoile.

Pour commencer, je retire les données avec un SNR trop bas en me focalisant à nouveau sur le SNR médian (ordre numéro 50 pour une longueur d'onde de 550 nm) mais aussi sur celui à l'ordre 7. Cet ordre contient la raie K du Calcium II (393.4 nm environ) et dans ce domaine le flux lumineux des naines M est extrêmement faible. Je sélectionne les spectres avec un SNR médian supérieur à 10 et un SNR à l'ordre 7 supérieur à 1 afin d'assurer la correction par le continuum bleu. La moyenne des SNR à l'ordre 7 est de 4.5 sur les 15467, et en coupant à 1, j'élimine 3358 spectres.

Par la suite, j'applique exactement le même critère sur les incertitudes que pour l'analyse VR : je calcule la valeur médiane des incertitudes σ_i de la série, puis la dispersion σ_σ des incertitudes, et je rejette les spectres avec une incertitude supérieure à la valeur médiane avec un écart de plus de 3σ .

À l'issue de cette sélection sur les incertitudes σ_i , je moyenne les données sur une nuit comme au début de l'analyse VR : je calcule une moyenne pondérée sur les incertitudes pour chaque nuit à laquelle j'attribue, de manière conservative, la valeur moyenne des incertitudes des valeurs moyennées comme incertitude.

Enfin, je recommence la sélection sur les incertitudes σ_i car un très grand nombre d'observations sont parfois réalisées en une nuit avec un temps d'exposition beaucoup plus court et donc un SNR beaucoup plus faible que pour le reste des mesures. Ces mesures ont donc des incertitudes σ_i beaucoup plus grandes que les autres et faussent le premier calcul de la dispersion des incertitudes σ_σ . Une fois ces valeurs d'incertitudes moyennées sur une nuit, le calcul de dispersion est plus efficace pour quelques étoiles.

Les flares chauffent localement la chromosphère de manière stochastique et engendrent de fortes émissions chromosphériques sur un temps court. Afin de se concentrer sur les variations à long terme des indices, nous avons essayé de supprimer les signatures des principales flares en écrêtant les séries. Les flares sont d'une durée assez courte mais plus importante que le temps d'intégration d'une mesure spectrale. Par conséquent, la mesure peut être réalisée pendant la phase ascendante, la phase d'émission maximale ou encore pendant la phase descendante. L'identification des flares est finalement assez délicate et le fait d'écrêter les séries n'enlève pas totalement leur participation aux émissions mais uniquement les valeurs extrêmes.

La première méthode envisagée consiste à calculer l'écart-type σ de la série et à exclure toute valeur au delà de 4σ de la moyenne. Lorsque la série comporte beaucoup de valeurs extrêmes, l'écart-type est très grand et ce seuil ne suffit pas. Par conséquent, nous avons mis au point une deuxième méthode basée sur la répartition en histogramme des valeurs : exclure toute valeur située au delà de trois "trous vides" ("bins") de l'ensemble de la série. La figure V.6 illustre ce procédé avec GJ 163 et GJ 191 pour lesquels des points excentrés (en bleu) restaient malgré une exclusion à 4σ (aucun point vert sur les figures V.6c et V.6d). Pour ne pas trop écrêter les séries ayant peu de nuits, la recherche des trois bins vides n'est effectuée que sur 20% des données de part et d'autre de l'histogramme. Sur la figure V.6c, les nuits exclues dans l'ensemble de la série correspondent à des valeurs extrêmes dans au moins un des deux autres indices.

Après avoir répété cette opération trois fois, nous appliquons un dernier critère de sélection sur la couverture temporelle des séries : elle doit être supérieure à six fois la période

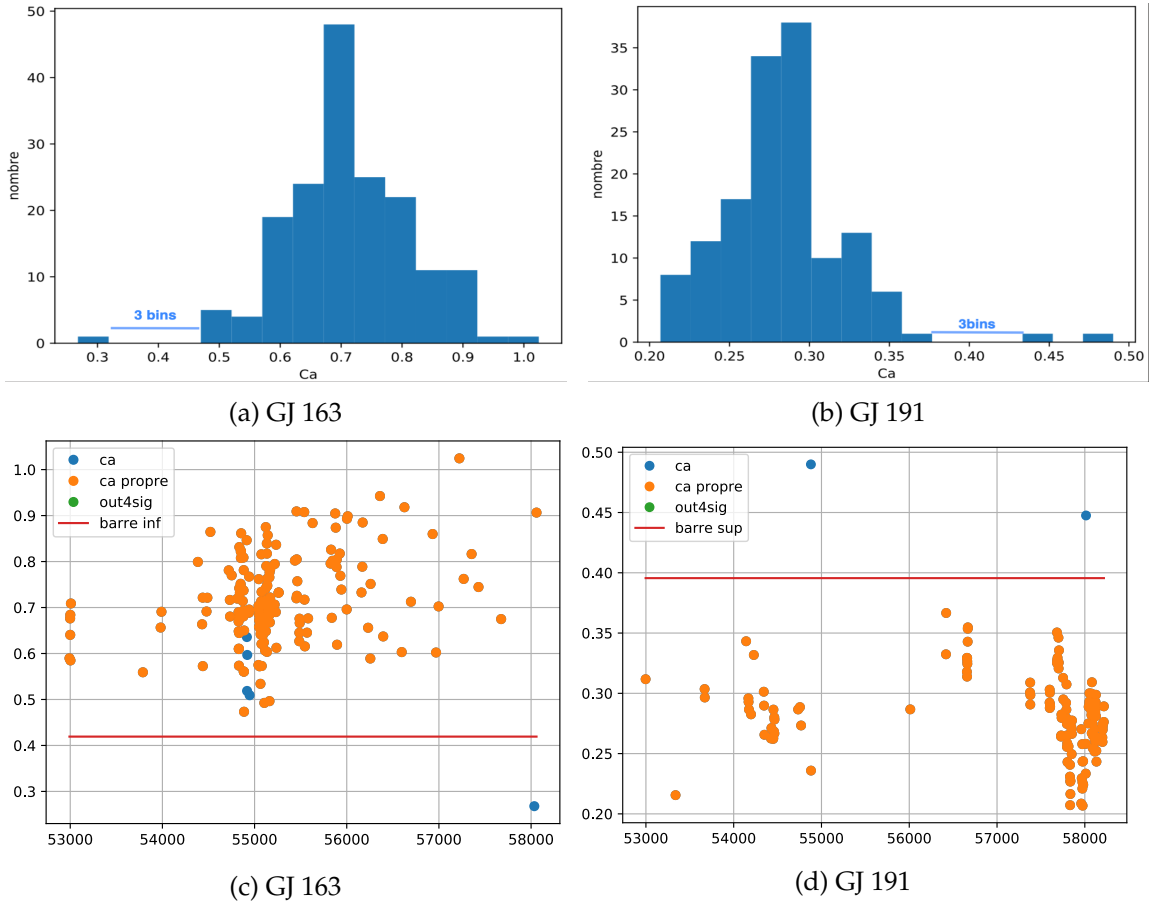


FIGURE V.6. – Exclusion des valeurs extrêmes par méthode des histogrammes

Les deux figures du haut (V.6a et V.6b) présentent les histogrammes des valeurs de l'indice S_{Ca} pour GJ 163 et GJ 191. Celles du bas montrent les séries complètes de l'indice S_{Ca} pour ces deux étoiles avec les points gardés en orange et ceux exclus par la méthode en bleu. Dans le cas de GJ 163, les points exclus à l'intérieur du paquet principal de données correspondent à des valeurs extrêmes dans les autres séries (NaD ou $H\alpha$).

de rotation maximale. Les périodes de rotation de beaucoup de nos étoiles n'ont pas été déterminées avec précision, alors nous en utilisons ici une estimation empirique issue de ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c). Cette couverture minimale reste inférieure aux variations à long terme lié aux évolutions du type d'un cycle magnétique déjà estimées dans la littérature.

Données

À l'issue de ces étapes de sélection, notre échantillon comporte 179 étoiles possédant au moins dix nuits, ce qui représente 10091 nuits avec une moyenne de 56 nuits par étoile. Nous proposons aussi d'étudier les variations sur des séries de saisons construites en moyennant les nuits par boîtes. Chaque boîte couvre une période de 150 jours, doit comporter au moins cinq nuits et ne doit pas contenir un espace de plus de 40 jours sans

observation. En travaillant sur des boîtes, on peut moyenniser les effets à plus court terme que la taille de la boîte. Ici, avec une boîte de 150 jours, on cherche à moyenniser les modulations rotationnelles au maximum afin de n’étudier que les effets à long terme de l’activité stellaire (car les périodes les plus longues estimées sont de l’ordre de 150 jours, NEWTON et al., 2016). Au final, nous n’avons gardé que les 58 étoiles possédant au moins quatre de ces boîtes pour que l’étude ait un sens. 36 étoiles ont au moins six saisons et seulement 14 en ont plus de huit.

Nous avons enlevé des valeurs extrêmes d’émission avant d’analyser nos séries et par conséquent les niveaux moyens d’activité calculés sur ces séries nettoyées sont légèrement plus faibles que ceux calculés sur les séries complètes. C’est pourquoi les valeurs de $\log R'_{HK}$ de cette étude sont légèrement plus faibles et servent à avoir une vue d’ensemble de cet échantillon pour l’étude des effets à long terme.

V.2.2 Variations long terme

Je présente dans cette section l’étude des variations à long terme des séries temporelles des trois indices chromosphériques. Ce travail reprend en grande partie les méthodes d’analyse mises au point pour l’analyse VR et présentées dans le chapitre III. Toute cette étude est décrite plus en détails dans la publication en cours de soumission MIGNON et al., (2021) incluse à la fin de ce chapitre.

Analyse

Pour étudier les variations à long terme des séries des indices chromosphériques, nous proposons d’utiliser à nouveau les calculs de test de χ^2 , de Ftest mais aussi de Fred pour tester les différents modèles. Pour commencer, je teste un modèle constant à l’aide de la probabilité de χ^2 afin de vérifier la présence de dispersion excessive. La table V.2 prise dans la publication de cette étude (MIGNON et al., 2021) présente l’analyse du modèle constant pour les séries par nuits et par saisons.

Indice	$p\chi^2 < 1\%$	$p\chi^2 < 5\%$	$p\chi^2 > 50\%$	$p\chi^2 < 1\%$	$p\chi^2 < 5\%$	$p\chi^2 > 50\%$
	Séries sur les nuits (179 étoiles)			Séries de saisons (58 étoiles)		
Ca	171 (95.5%)	175 (97.7%)	2 (1.1%)	50 (86.9%)	54 (93.1%)	1 (1.7%)
Na	176 (98.3%)	179 (100%)	0 (0%)	55 (94.8%)	56 (96.6%)	0 (0%)
H α	178 (99.4%)	178 (99.4%)	0 (0%)	56 (96.6%)	56 (96.6%)	0 (0%)
Au moins un	178 (99.4%)	179 (100%)	2 (1.1%)	58 (100%)	58 (100%)	1 (1.8%)
Tous	169 (94.4%)	174 (97.2%)	0 (0%)	46 (79.3%)	51 (87.9%)	0 (0%)

TABLE V.2. – Dispersion Excessive
Table issue de MIGNON et al., (2021) résumant l’analyse de la dispersion pour chaque indice.

Pour rappel, une faible valeur de probabilité de χ^2 indique que le modèle testé n’est pas suffisant pour décrire la dispersion de la série, compte tenu des incertitudes. Dans cette étude, la dispersion mesurée des séries ne peut pas être expliquée par un modèle constant dans 94.4% des cas (lorsqu’on considère les trois indices, 99.4% pour au moins un des trois). À nouveau, il faut analyser les séries des 179 étoiles de notre échantillon pour

comprendre la source de cette dispersion excessive en commençant par tester des modèles simples mais plus représentatifs d'une variation à long terme : les modèles linéaire et polynômial.

Le modèle dominant est ensuite déterminé par la valeur du rapport Fred : 0.5 pour un rapport strict indiquant une amélioration importante et 0.2 pour un choix de modèle moins strict, toujours vérifiée par une probabilité de Ftest faible. Comme pour l'étude en VR, le fait de ne pas attribuer la dispersion à un de ces deux modèles indique simplement que la série est dominée par un signal plus complexe.

MODÈLE LINÉAIRE

Les étoiles avec un rapport de Fred entre le modèle linéaire et constant ($Fred_{1/0}$) supérieur au seuil choisi (strict ou pas) et une probabilité de Ftest entre le modèle linéaire et polynomial supérieur à 5% sont considérées comme dominées par une pente. Le deuxième critère vérifie qu'il n'y a aucune amélioration entre le modèle linéaire et le polynomial afin d'exclure de cette catégorie les cas dominés par un polynôme dont l'ajustement linéaire apporte pourtant une nette amélioration.

MODÈLE POLYNOMIAL D'ORDRE 2

Concernant le modèle polynomial d'ordre 2, il faut considérer les étoiles non sélectionnées par l'ajustement linéaire, puis prendre celles avec un rapport de Fred entre le modèle polynomial et constant ($Fred_{2/0}$) supérieur au seuil choisi (strict ou pas) et avec une probabilité de Ftest entre les modèles linéaire et polynomial inférieur à 5% cette fois.

Résultats

La table V.3 est extraite de MIGNON et al., (2021) et présente les pourcentages d'étoiles et de séries dominées de manière stricte (et non-strict) aux modèles linéaire et polynomial.

Indice	Linéaire		Polynomial		Linéaire		Polynomial	
	S	N-S	S	N-S	S	N-S	S	N-S
	Séries Nuits (179 étoiles)				Séries Saisons (58 étoiles)			
Ca	5.6%	21.5%	4.4%	23.8%	17.2%	24.1%	34.5%	41.4%
Na	3.9%	20.1%	6.1%	18.2%	17.2%	17.2%	27.6%	34.5%
H α	2.2%	15.5%	4.4%	17.9%	10.3%	10.3%	17.2%	27.6%
Au moins un	9.5%	36.3%	8.8%	29.1%	29.3%	32.8%	48.3%	62.1%
Tous	0%	5.0%	1.7%	7.2%	5.2%	5.2%	5.2%	6.9%

TABLE V.3. – Modèles Linéaire et Polynomial

Table issue dans MIGNON et al., (2021) résumant l'analyse long terme des séries Nuits et Saisons en fonction deux modèles (de manière stricte : S et non-strict : N-S).

Alors que la quasi-totalité des séries nuits possèdent une dispersion trop importante pour être compatible avec un modèle constant, très peu sont strictement dominées par l'un des deux modèles (entre 2.2% et 6.1% suivant les indices). Les deux dernières lignes

de la table V.3 permettent de rassembler ces statistiques par étoile : moins de 10% d'entre elles sont strictement dominées par un modèle dans au moins un des trois indices et en moyenne moins de 1% d'entre elles sont strictement dominées par le même modèle dans les trois indices. La dispersion totale des séries nuits peut être due à des variations à long terme et court terme, c'est pourquoi les modèles long terme testés ne peuvent presque jamais suffire à expliquer cette dispersion. Cependant, dans le cas des séries saisons, la dispersion à court terme n'intervient plus, seule celle à long terme est prise en compte dans le calcul de Fred.

Concernant les séries saisons, les pourcentages de séries strictement dominées par un modèle sont légèrement supérieurs (entre 10.3% et 34.5% suivant les indices). Regroupées par étoile, 29% d'entre elles sont strictement dominées par une pente dans au moins un des trois indices et 48% par le modèle polynomial. Ces taux tombent à 5% d'étoiles dont les séries saisons sont strictement dominées par un même modèle dans les trois indices. Pour rappel, une série est dominée par le modèle polynomial à la condition de ne pas être dominée par une pente. Cette exclusion implique qu'au total, près de 52% des séries saisons de l'indice S_{ca} sont strictement dominées par un des deux modèles (45% pour l'indices S_{NaD} et seulement 27.5 pour l'indice $S_{H\alpha}$). Les deux modèles ne suffisent que rarement à expliquer la dispersion mesurée mais les valeurs non-strictes confirment que ces modèles semblent tout de même nettement améliorer la dispersion à long terme pour une large fraction des étoiles. À nouveau, tout le détail de l'analyse est présentée dans l'article MIGNON et al., (2021).

V.2.3 Analyse Périodique

Afin de rechercher une éventuelle présence de cycle dans les variations mesurées, il faut rechercher une périodicité en se basant sur l'analyse des périodogrammes des séries (nuit) chromosphériques dans le cas où la couverture temporelle est supérieure à la moitié d'un cycle éventuel. Les séries saisons ne comportent pas assez de boîte pour cette suite de l'étude.

Outils et méthode d'analyse

J'utilise pour cette analyse le périodogramme GLS (utilisé sur les séries VR au chapitre III) sur les trois séries chromosphériques. Par le même calcul de FAP que celui décrit dans le chapitre III (basé sur mille permutations), je sélectionne les maxima dans le périodogramme de chaque série, dont la puissance est supérieure au niveau de FAP à 1%. Aux périodes correspondantes, j'ajuste une fonction sinusoidale puis je la soustrais et je calcule ensuite un nouveau périodogramme sur les résidus. À nouveau, si la puissance du maxima est au dessus du niveau de FAP à 1% je répète l'opération d'ajustement. Au final nous répétons au maximum trois fois la procédure d'identification et d'ajustement si la puissance du pic maximal est au dessus du seuil de FAP à 1%. Même si cette étude est focalisée sur les variations à long terme, je ne contrais pas l'ajustement aux longues périodes. Cette analyse permet donc d'identifier également des variations à plus court terme que je détaille dans la section suivante consacrée à l'analyse de la signature de la

période de rotation. Afin de valider les périodes identifiées, je calcule aussi les périodogrammes de la fenêtre temporelle pour éliminer tout pic correspondant à une fréquence d'observation.

Pour finir, nous avons mis au point une analyse d'alias construite sur des séries synthétiques basées sur le même échantillonnage. Il s'agit d'une nouvelle vérification par rapport à l'analyse VR décrite au chapitre III, réalisée par N. Meunier, basée sur un travail de simulation des émissions liées à l'activité stellaire. Les séries synthétiques sont calquées sur le cycle d'activité du Soleil en mettant à l'échelle la période à celle que nous testons. Pour terminer la construction de ces séries synthétiques, nous ajoutons un bruit propre à ces étoiles (calqué sur celui mesuré de la série), et nous ajustons l'amplitude à celle observée. Enfin, nous calculons les mille périodogrammes associés aux séries générées afin de déterminer les fréquences des alias dues à l'échantillonnage. Cette étape de validation des pics sélectionnés réalisée par N. Meunier est décrite plus en détail dans la publication MIGNON et al., 2021.

Résultats

À l'issue de l'étape itérative nous comptons 45 étoiles avec un pic long terme dans au moins un des trois indices. La comparaison avec les périodogrammes de la fenêtre temporelle a exclu deux étoiles, et la vérification des alias en a exclu 16 autres. Finalement, nous validons 44 périodes à long terme, correspondant à 27 étoiles. N. Meunier a analysé les données photométriques issues de l'archive publique du AllSky Automatic Survey (ASAS) (POJMANSKI, 1997), dans le but de retrouver d'éventuelles variations à long terme, à comparer aux longues périodes chromosphériques identifiées. Nous avons ensuite comparé avec d'éventuelles publications antérieures de cycles, que ce soit en analyse chromosphérique ou photométrique.

Parmi les 27 étoiles pour lesquelles nous avons validé un cycle dans au moins un des trois indices, 14 ont déjà été publiées, parfois dans différents indices. Au total, nous validons 24 variations à long terme d'indices chromosphériques, dont 7 sont compatibles avec les publications antérieures (ROBERTSON et al., 2013, SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016 et BUSTOS et al., 2019), 6 sont compatibles de manière très marginale car les incertitudes sur les cycles publiées sont très importantes, et 11 sont incompatibles. À nouveau, voir figure V.7 de l'article pour leur répartition, et la Table A.5 rassemble toutes les variations identifiées dans chacun des indices chromosphériques ainsi que dans les données photométriques analysées.

En conclusion, en travaillant sur les séries saisons (variations à court terme absentes) on trouve encore de la variabilité en bonne partie modélisable par une fonction linéaire ou polynomiale dans au moins un indice pour 75% des étoiles. En travaillant sur les séries nuits, ces statistiques diminuent de manière assez drastique reflétant la présence de variabilité à court terme. Nous validons un cycle pour 27 étoiles, dont 13 nouveaux. Ces cycles sont présents pour des étoiles de toute sous-classe spectrale, et à tous les niveaux d'activité.

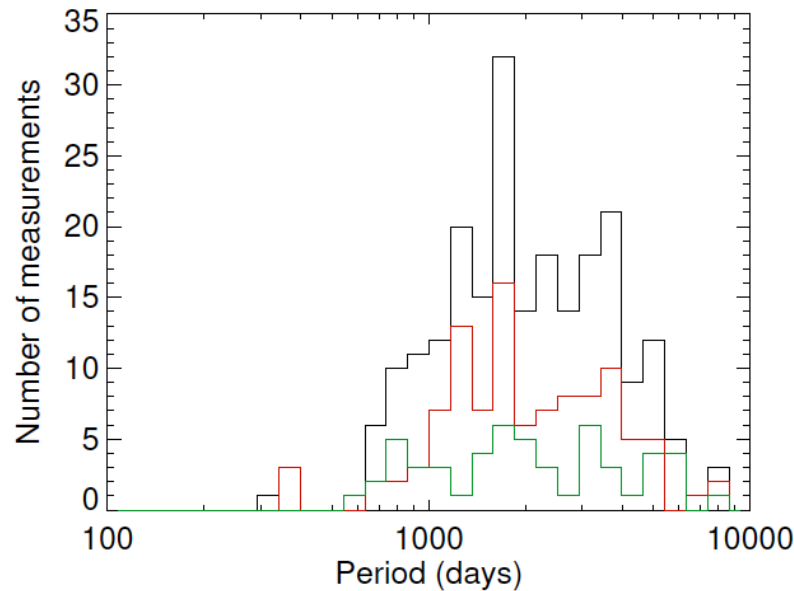


FIGURE V.7. – Histogramme des cycles identifiés

Distribution des périodes des cycles identifiés, sur les données chromosphériques (en vert), pour les données photométriques (en rouge) et pour tous les estimateurs (en noir). Figure issue de MIGNON et al., 2021.

V.3 ANALYSE DE LA VARIABILITÉ À COURT TERME

Au delà des variations à long terme des indices chromosphériques, je m'intéresse à la signature rotationnelle à plus court terme. Dans cette section je commence par faire le bilan des périodicités à court terme trouvées lors de l'analyse périodique des variations à long terme. Je présente ensuite un travail effectué en Master 2 sur cette signature rotationnelle dans les différents indices chromosphériques et photosphériques. Pour finir, je présente les outils que j'ai commencé à mettre au point pour analyser plus en détail la variabilité de cette signature.

V.3.1 Résultats de l'analyse périodique de l'échantillon long-terme

Lors de l'étude des variations à long terme présentée dans la section précédente, j'ai effectué une analyse périodique sans contraindre la période minimale recherchée. Par conséquent, nous avons parfois soustrait un signal périodique à court terme afin de rechercher de la périodicité à plus long terme dans les résidus. Je présente dans cette section un bilan préliminaire des signaux à court terme obtenus.

Identification

Parmi les 348 pics significatifs sortis à l'étape itérative sur les séries des trois indices chromosphériques des 179 étoiles sélectionnées, 156 concernent des variations à court

terme, qui restent encore à valider en tant que signature rotationnelle dans un futur travail. Pour les 40 étoiles pour lesquelles nous avons un pic non-identifié dans le périodogramme des VR, nous avons comparé les périodes des variations retrouvées en indices chromosphériques avec les périodes de rotation publiées, retrouvées en VR (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2017b), en indices chromosphériques (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2015, SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2018) et en photométrie (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016).

Corrections apportées à l'étude VR

J'ai finalement utilisé cette étude pour compléter la table III.7 des périodes de rotation retrouvées par analyse itérative des séries VR. Dans cette table, j'ai reporté les périodes identifiées dans les différents indices. Il faut cependant distinguer différentes configurations :

- lorsque la période retrouvée en VR correspond à celles retrouvée dans au moins un indice à au moins une itération. C'est le cas pour GJ 87 pour laquelle je retrouve un signal de 53.05 jours à la deuxième itération en H_α uniquement.
- lorsque la période retrouvée en VR correspond à celle retrouvée dans les trois indices à différentes itérations. Il s'agit du cas de GJ 229 pour laquelle je retrouve une première période à 27.5 jours dans tous les indices.
- lorsque la période retrouvée en VR correspond à l'ordre de grandeur d'une période identifiée dans au moins un des trois indices (GJ 536, GJ 880). Pour ces cas, je ne propose pas d'identifier clairement cette période comme la période de rotation mais je préconise une analyse plus poussée avant de me prononcer entre une signature rotationnelle ou orbitale.

Cette étude montre que l'on retrouve des signaux périodiques à court terme dans les séries chromosphériques mais que ces signaux peuvent varier d'un indice à l'autre, tout comme pour l'analyse long terme présentée en section précédente. En effet, les différentes configurations retrouvées montrent également la signature rotationnelle retrouvée en VR ne se retrouve pas uniformément dans les trois indices. Au delà de ce constat, il faut analyser cette signature dans les différents indices chromosphériques et photosphériques.

v.3.2 Retrouver la période de rotation de l'étoile

Puisque la signature rotationnelle varie entre indices chromosphériques (H_α , NaD, Ca) mais aussi photosphériques (VR) j'analyse les signaux périodiques de plusieurs indices d'activité afin d'identifier les plus fiables pour déterminer la période de rotation. J'ai initié ce travail lors de mon stage de Master 2 sur un échantillon réduit de naines M observées avec HARPS (23 étoiles) et je l'ai repris en cette fin de doctorat sur l'échantillon HARPS rassemblé pour cette thèse.

Relation entre période de rotation et niveau moyen d'activité

On observe depuis de nombreuses années une relation entre le niveau d'activité chromosphérique et la période de rotation (REINERS et al., 2014, WRIGHT et al., 2011). Afin de disposer d'une première estimation de la période de rotation des 23 étoiles de cet

échantillon, j'utilise la relation empirique avec le niveau moyen d'activité proposé dans ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c) (présentée en figure V.8). Les périodes de rotation utilisées pour construire cette loi empirique proviennent des données photométriques des études de DA SILVA et al., (2011) et DA SILVA et al., (2012) pour une grande majorité.

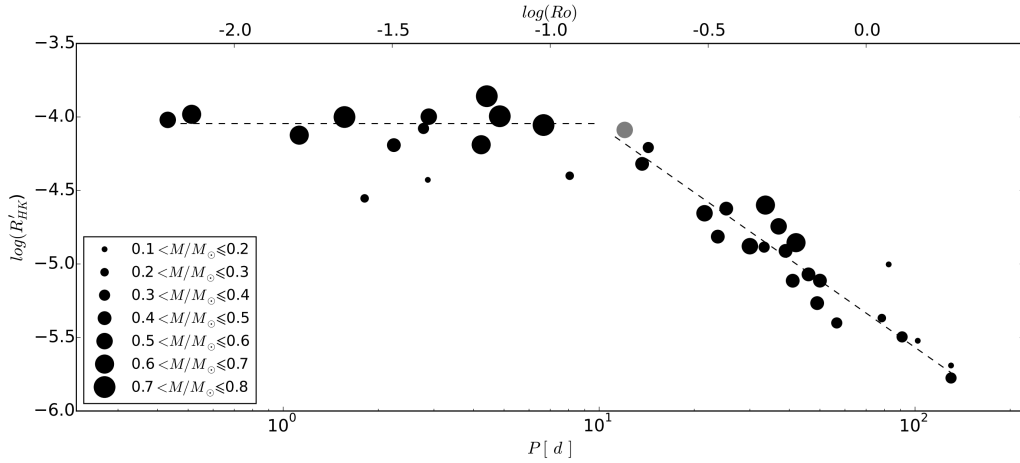


FIGURE V.8. – Relation empirique période - niveau d'activité

Niveau moyen d'activité ($\log R'_{HK}$) en fonction de la période photométrique, issu de ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c) dont les 37 étoiles sont représentées par les ronds noirs pleins dont la taille dépend de la masse.

Les valeurs de $\log R'_{HK}$ sont celles calculées par la relation empirique de ASTUDILLO-DEFRU et al., (2017c) présentée dans la section V.1.2 précédente. On observe distinctement deux régimes : une relation linéaire entre le logarithme décimal de la période et le $\log R'_{HK}$ pour des périodes au delà de 10 jours, et un phénomène déjà observé de saturation du niveau d'activité en deça (DELFOSE et al., 1998b, REINERS et al., 2009). Cette saturation du niveau d'émissions des rotateurs rapides pourrait être due à une chromosphère entièrement chauffée ne répondant plus linéairement à l'augmentation du champ magnétique (MUIRHEAD et al., 2020, KOCHUKHOV, 2021). Parmi les 23 étoiles de l'échantillon réduit du stage de master2, seule GJ 388 se situe dans le domaine de saturation des indices chromosphériques, la période de rotation estimée est de 2.23 jours (MORIN et al., 2008).

Les estimateurs

Pour cette étude je me suis focalisée sur les trois indices chromosphériques (Calcium S_{Ca} , Hydrogène $S_{H\alpha}$ et Sodium S_{NaD}) et les trois indices photosphériques (VR, FWHM et BIS-SPAN). Pour chacune des 23 étoiles de cet échantillon réduit, j'ai extrait les séries temporelles en VR à l'aide du code de "template-matching" présenté au chapitre II et celles de FWHM et du BIS-SPAN sont issues de la méthode CCF.

Les cibles choisies

La table V.4 rassemble les 23 étoiles de l'échantillon réduit. Pour chacune d'entre elles nous avons estimé la période de rotation via la relation empirique avec le niveau moyen d'activité (colonne P_E). Cette table rassemble également les signaux périodiques identifiés dans les différents estimateurs.

Name	P_E	P_{vr}	P_{fwhm}	P_{biss}	P_{Ca}	$P_{H\alpha}$	P_{NaD}
GJ 1	101.0	60-70	49	-	50	90-110	-
GJ 87	60.0	30-53	110	-	50-370	60-370	43-390
GJ 191	176.0	-	-	-	-	-	-
GJ 205	33.61	15-36	35	-	35	35	35
GJ 213	170.0	50-100	100-200	-	-	50	50-80
GJ 229	25.0	-	50-200	-	25	25	25
GJ 357	114.0	58-62	-	45	78	35	-
GJ 382	25.0	-	-	-	22	22	22
GJ 388	-	2.2	2	2	-	-	-
GJ 393	44.0	38-50	-	-	240-300	180-300	62-240
GJ 436	84.0	2.6	9-11-14	2	-	1	1-25
GJ 447	101.0	50-60	65-80-100	20-30	60	-	-
GJ 479	23.75	11-23	22	15	30	30	30
GJ 514	147.0	15-51	31	-	26	27	28
GJ 654	49.0	45-110	38-66	200	50-180	80-150-180	50-60-180
GJ 693	97.0	40-200	-	-	80	180	100
GJ 740	24.0	17	19-35	32	19-40	20-40	20-40
GJ 754	78	75	40-150	-	210	200	200
GJ 887	33.0	19	-	25-70-100	40-70	21-40-70	19-40-70
GJ 908	70.0	60-88	50	60	50	60	50-60
GJ 3135	78.0	40	45	40	40	40	80-100
GJ 3148A	19.0	5-10	11-20	20	-	-	-
LP 816-60	100.0	35	-	-	100	50	97

TABLE V.4. – Échantillon réduit - périodes (en jours) estimées.

Méthode

Dans le but de rechercher la signature rotationnelle dans les séries VR, j'ai soustrait les fonctions affines ou polynomiales qui dominaient ces séries en amont de l'analyse périodique. Pour chacun des six estimateurs, j'ai calculé un périodogramme par la méthode GLS (ZECHMEISTER et al., 2009b) et calculé le niveau de FAP à 1%. Lorsque qu'un pic significatif du périodogramme des VR correspondait à la période d'une exoplanète déjà publiée, j'ai soustrait le signal VR et repris l'analyse périodique sur les résidus. Sans la méthode itérative mise au point pendant ma thèse (décrite au chapitre III), j'ai effectué les ajustements képlériens des séries VR à l'aide de l'algorithme génétique bayésien Yorbit (SEGRANSAN et al., 2011). Les séries de la FWHM, du bissecteur et des indices chromosphériques n'ont quant à elles pas été corrigées au cours de cette étude.

Résultats

Je reporte sur la figure V.9 les périodes des pics significatifs à court terme trouvés dans les périodogrammes de chaque indice pour les 23 étoiles en fonction de l'estimation de la période de rotation issue de la relation empirique avec le niveau moyen d'activité. Chaque rond représente une étoile et le code couleur sert à les différencier. Deux ronds reliés indiquent les deux pics significatifs d'un même périodogramme.

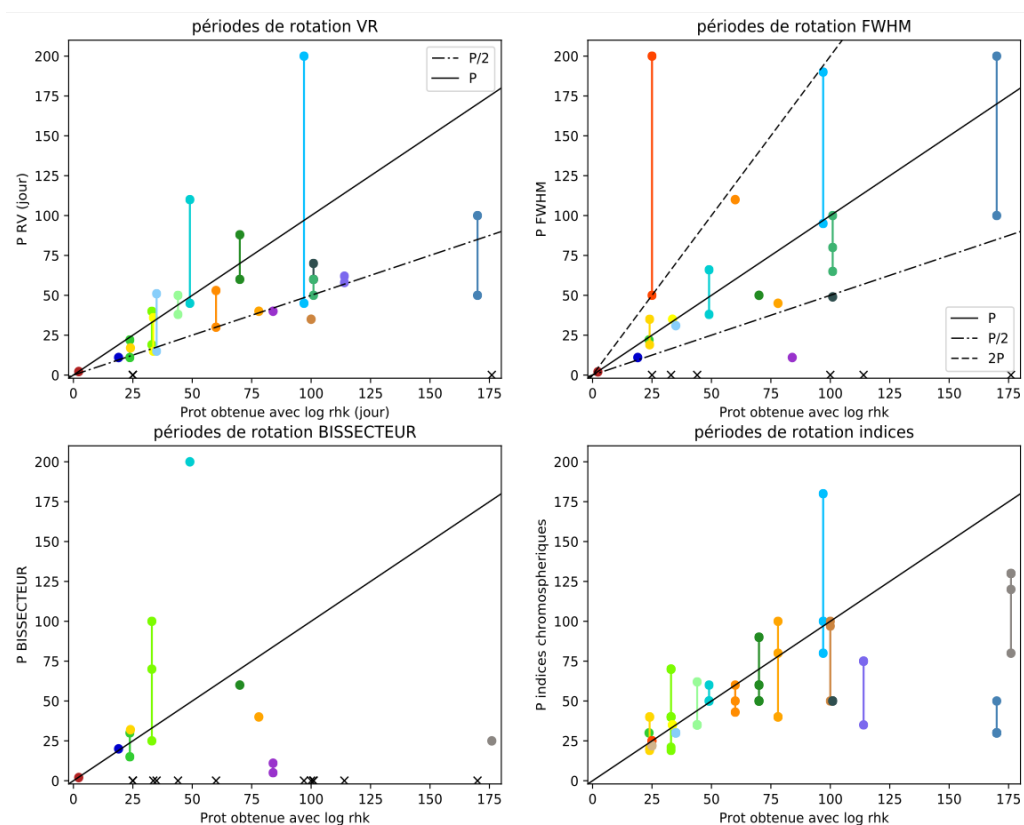


FIGURE V.9. – Périodes identifiées en fonction de la période de référence

Chaque point indique une période identifiée dans un périodogramme. Lorsque deux périodes ont été trouvées dans le même périodogramme, les deux points sont reliés entre eux par un segment; lorsque le périodogramme n'admettait aucune période significative, l'étoile est représentée par une croix noire à une période nulle. Les couleurs servent uniquement à ne pas confondre les étoiles entre elles mais ne correspondent à aucune échelle. *En haut à gauche* : Périodes identifiées dans les périodogrammes des VR, *en haut à droite* : Périodes identifiées dans les périodogrammes des FWHM, *en bas à gauche* : Périodes identifiées dans les périodogrammes du BIS-SPAN, *en bas à droite* : Périodes identifiées dans les périodogrammes des indices chromosphériques.

Sur cette figure, le cadran supérieur gauche contient les périodes des pics significatifs identifiés dans les périodogrammes des séries VR : beaucoup d'entre eux s'alignent sur la valeur de l'estimation de la période (droite noire) ou de son premier harmonique ($P/2$, tirets). Une fois les séries VR nettoyées des dynamiques képlériennes connues et des va-

riations long terme, je retrouve un signal court terme correspondant à la période estimée (ou son harmonique) dans près de 80% des cas. Seuls deux cas ne présentent aucun pic significatif à courte période parmi les 23 étoiles.

Le cadran supérieur droit contient les périodes des pics significatifs issus des périodogrammes de la FWHM en fonction de l'estimation de la période. Je retrouve la période de rotation estimée (ou un de ses harmoniques) dans moins de 30% des cas. Parmi les autres cas, 6 ne présentent aucun pic significatif à courte période et 6 possèdent des pics significatifs à des périodes que je ne peux expliquer. Sur l'étude de ces 23 étoiles, j'en conclus que la FWHM n'est pas un indicateur fiable de la période de rotation de l'étoile, quel que soit le domaine.

Le cadran inférieur gauche contient les périodes des pics identifiés issus des périodogrammes du BIS-SPAN en fonction de l'estimation de la période. Pour cet indice photosphérique, je ne retrouve la période estimée qu'à très courte période (en deça de 20 jours). Au delà de ce seuil, les périodes des pics sont un peu plus disparates et bien souvent absents.

Pour finir, le cadran inférieur droit contient les périodes des pics significatifs identifiés dans les périodogrammes des trois indices chromosphériques en fonction de la période estimée. Les pics issus des trois périodogrammes sont reliés entre eux sur cette figure mais n'appartiennent pas au même périodogramme. Je retrouve la période estimée dans un peu plus de 50% des cas (dans au moins un des indices) entre 25 et 80 jours.

Pour finir cette analyse, je ne retrouve que très rarement la période estimée au delà de 100 jours mais il s'agit de la limite du domaine de validité de la loi empirique utilisée pour estimer la période. Par conséquent, je ne prends pas en considération le fait de ne pas retrouver la signature à des périodes estimées au delà de cette période.

Interprétation des indices - Rotateurs rapides

La période de rotation se retrouve dans les périodogrammes du BIS-SPAN uniquement dans le cas de rotateurs rapides car plus la vitesse de rotation diminue, plus fines sont les raies et moins le BIS-SPAN varie (DESORT et al., 2007, DUMUSQUE et al., 2014), il décroît quadratiquement avec le $v \cdot \sin(i)$. Alors que les indices chromosphériques saturent (émissions très importantes mais non périodiques) dans ce domaine, le BIS-SPAN semble être un bon indicateur de la période de rotation des rotateurs rapides.

Dans le cas de GJ 388 (M3, $0.43 M_{\odot}$), la périodicité retrouvée dans les variations du BIS-SPAN peut être interprétée comme une plage ou une tache. Dans le cas d'une plage, la périodicité se retrouve également dans les indices chromosphériques, dans le cas d'une tache seule, ce n'est pas le cas. Cependant, comme attendu dans ce domaine de saturation des émissions chromosphériques, je ne retrouve aucune périodicité similaire dans les séries des indices chromosphériques. Le niveau d'émission dans les trois indices est très élevé, en accord avec le phénomène de saturation, mais les séries présentent également de très grandes variations. On peut donc conclure que le signal à 2.23 jours retrouvé à la fois en VR et en BIS-SPAN est dû à une tache importante. Cependant, l'activité chromosphérique reste très importante mais semble avoir un caractère stochastique.

Je me suis également intéressée à un autre rotateur rapide présent dans ce nouvel échantillon : GJ 406 (M7, $0.10 M_{\odot}$). J'ai retrouvé un signal à 2.69 jours en VR lors de l'analyse périodique et j'ai pu l'identifier comme la signature de la période de rotation déterminée par photométrie (ALONSO et al., 2019). Tout comme GJ 388, nous n'avons pas retrouvé de pics significatifs à courte période dans les indices chromosphériques lors de l'analyse périodique des variations long terme. Pour finir, je détecte un pic juste en dessous du niveau de la FAP à 1% dans le périodogramme du BIS-SPAN pour cette étoile. Bien que GJ 406 soit beaucoup moins massive (entièrement convective), elle semble se comporter de la même manière que GJ 388 avec un signal rotationnel en VR imputable à une tache et une activité chromosphérique très importante mais au caractère plus stochastique.

En conclusion, cette étude des signatures de la période de rotation dans les différents indices chromosphériques et photosphériques donne les premières pistes de l'analyse des variations à court terme que je souhaite poursuivre. Il faudrait la généraliser pour pouvoir la mener sur l'échantillon complet des 179 étoiles rassemblées pour l'étude à long terme.

V.3.3 Stabilité de la signature de la période de rotation

Après avoir repéré la signature rotationnelle dans les périodogrammes des indices chromosphériques et photosphériques, j'analyse ses variations temporelles.

Phénomènes observés

Certains périodogrammes possèdent une multitude de pics (appelée "forêt de pics" dans la suite) autour de la période de la rotation identifiée comme dans l'exemple illustratif du périodogramme des VR de GJ 229 en figure V.10a.

Le pic maximal à 27.6 jours correspond à la fois à la période de rotation de 27.3 jours estimée par photométrie (SUÁREZ MASCAREÑO et al., 2016) et au signal à court terme à 27.6 jours retrouvés dans les trois indices chromosphériques (cf table III.7). Par conséquent, ce signal VR correspond à la période de rotation, et je l'ai ajusté avec une fonction képlerienne et soustrait de la série. La figure V.10b est le périodogramme calculé sur les résidus. Le pic principal à 26.51 jours est au dessus du niveau de FAP à 1% recalculé sur les résidus. En comparant ce signal à ceux obtenus lors de l'analyse périodique des indices chromosphériques, je trouve une nouvelle correspondance avec un signal de 26.3 jours trouvé à la seconde itération sur la série de l'indice S_{Ca} . Dans le cas de GJ 229, la forêt de pics observée correspond ainsi à de multiples signatures de la période de rotation.

Ce cas me sert à illustrer la variabilité observée de la signature rotationnelle. En me basant sur des hypothèses théoriques, j'ai mis au point une analyse systématique pour analyser ultérieurement les variations de la signature rotationnelle sur un grand échantillon.

Interprétations

Pour expliquer ces variations observées, je m'intéresse à la fois aux outils de mon analyse et aux conséquences des phénomènes engendrés par l'activité stellaire.

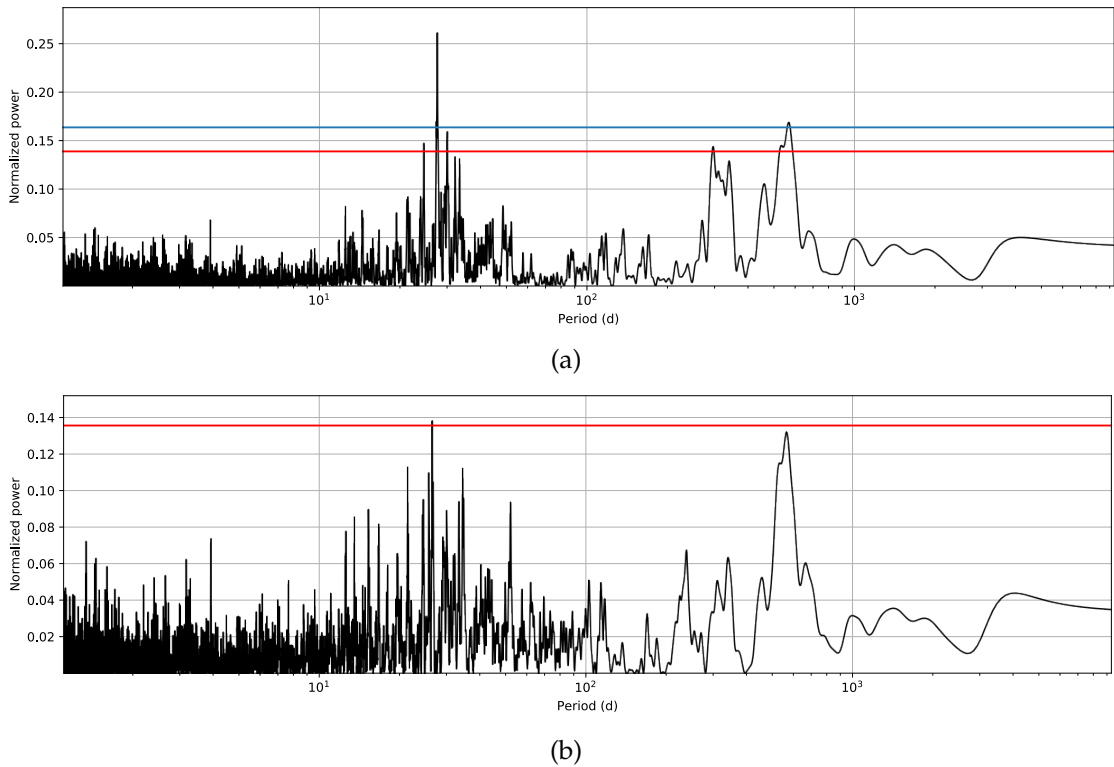


FIGURE V.10. – Périodogrammes des VR de GJ 229

Périodogramme des VR de GJ 229 avec le niveau de FAP à 1% en rouge et celui à 0.1% en bleu. *En haut* : périodogramme des données VR non corrigées, *en bas* : Périodogrammes des résidus après la soustraction du signal à 27.6 jours.

La première explication provient des outils utilisés pour cette analyse. Pour rappel, le calcul de la puissance du périodogramme est basé sur la dispersion des résidus d'un ajustement sinusoidal. Même si le signal d'une structure dont la durée de vie est plus longue que la période de rotation est forcément périodique, mais il y a peu de chance qu'il prenne la forme d'un sinus. Les travaux de modélisation de taches et de plages (DESORT et al., 2007, BOISSE et al., 2011, BOISSE et al., 2012, DUMUSQUE et al., 2014) reconstruisent un signal VR périodique périodique mais en aucun cas toujours sinusoidal comme le montre la figure V.11 qui rassemble quelques exemples de reconstructions de signaux VR.

Ces modélisations montrent donc que l'analyse de la signature rotationnelle par une fonction sinusoidal n'est pas l'outil idéal mais constitue une première approximation permettant de rester conservateur lors de la recherche de signaux planétaires dans les séries de VR. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait pouvoir analyser la périodicité grâce à une autre fonction. Il existe un code permettant de calculer des periodogrammes utilisant une fonction képlérienne à la place d'une fonction sinusoidal mais rien n'indique à nouveau que cette fonction soit idéale pour analyser la signature de la période de rotation de l'étoile qui n'a aucune raison physique de ressembler à ce type de fonction.

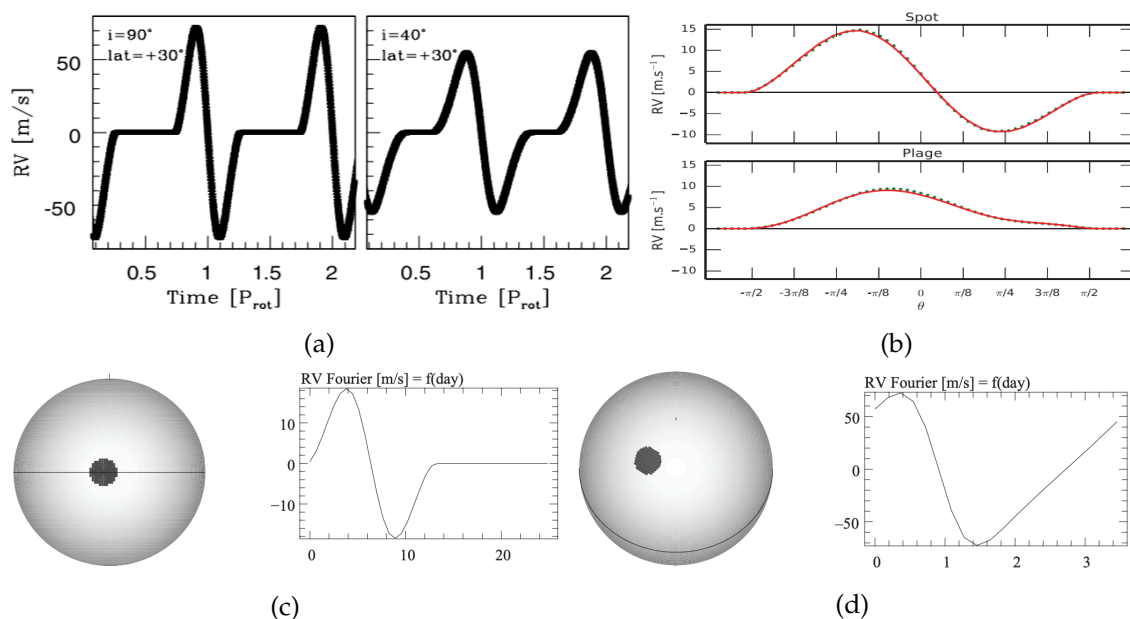


FIGURE V.11. – Simulations de modulations des VR dues à une tache

En haut à gauche : Illustration issue de BOISSE et al., (2011). En haut à droite : Illustration issue de DUMUSQUE et al., (2014). En bas : Illustrations issues de DESORT et al., (2007)

Une deuxième explication consiste à considérer que la forêt de pics est en réalité imputable à une multitude de signaux. Autrement dit, cette hypothèse remet moins en cause les outils de l'analyse et considère ces signaux comme réels. Dans ce cas, il faut expliquer cette variation de la signature rotationnelle par un phénomène physique : la rotation différentielle. Elle explique que deux événements se trouvant à des latitudes différentes provoquent deux signaux légèrement différents de la période de rotation moyenne. Cependant, alors que la rotation différentielle du Soleil et des étoiles de type F, G et K est avérée, la notion est un peu plus délicate pour les naines M. La rotation différentielle des naines M les plus massives est prédite par les modèles de physique stellaire en raison du cœur radiatif et de l'enveloppe convective et commence à être observée depuis une dizaine d'années (par exemple MORIN et al., 2008 et plus récemment ZALESKI et al., 2020).

Pour analyser les forêts de pics, je différencie deux configurations : si les deux signaux très proches sont induits par deux événements simultanés ou bien s'il sont consécutifs. Dans le premier cas, il faudrait reprendre les simulations proposées du signal induit par deux taches en fonction de la latitude qui les sépare en ajoutant la rotation différentielle au modèle. Les courbes seraient une première piste pour l'étude de ces signatures mais encore faut-il connaître l'amplitude de variation de la période de rotation des naines M. C'est pourquoi le deuxième cas est celui par lequel je commence cette analyse de la variabilité de la signature rotationnelle. Je suis l'évolution de ce signal tout au long des séries des six indices avec un nouvel outil que j'ai mis au point à la fin de mon doctorat.

Périodogramme glissant

Le signal rotationnel dans les indices chromosphériques est dû à une ou plusieurs plages dont nous ignorons actuellement la durée de vie. Les plages solaires ont une durée de vie de l'ordre de la semaine, jusqu'à quelques mois. Les indices photosphériques sont sensibles aux taches (en plus des plages), mais nous ignorons la durée de vie des taches des naines M (allant de l'ordre d'une saison d'observation, BONFILS et al., 2007 par exemple, parfois jusqu'à deux, HÉBRARD et al., 2016 par exemple). Dans les cas où l'échantillonnage le permet, et puisque les données HARPS s'étalent sur plus de dix-huit ans, je souhaite rechercher la signature rotationnelle au cours de différentes saisons. Pour cette étude, je me suis intéressée aux séries des trois indices chromosphériques, celles de la FWHM et celles du BIS-SPAN.

Je construis des boîtes glissantes de 100 jours sur les séries. Si une boîte contient plus de quinze nuits, je calcule un périodogramme sur les nuits de la boîte. Pour chaque périodogramme calculé, je calcule un niveau de FAP à 1% sur 100 permutations afin de pouvoir les comparer entre eux. J'obtiens jusqu'à plusieurs dizaines de petits périodogrammes par indice (chromosphériques et photosphériques) et par étoile. Sur la figure V.12 j'ai choisi de montrer quatre petits périodogrammes pris au hasard dans les 78 créés sur la série d'indice S_{ca} pour GJ 514, afin d'illustrer leur diversité.

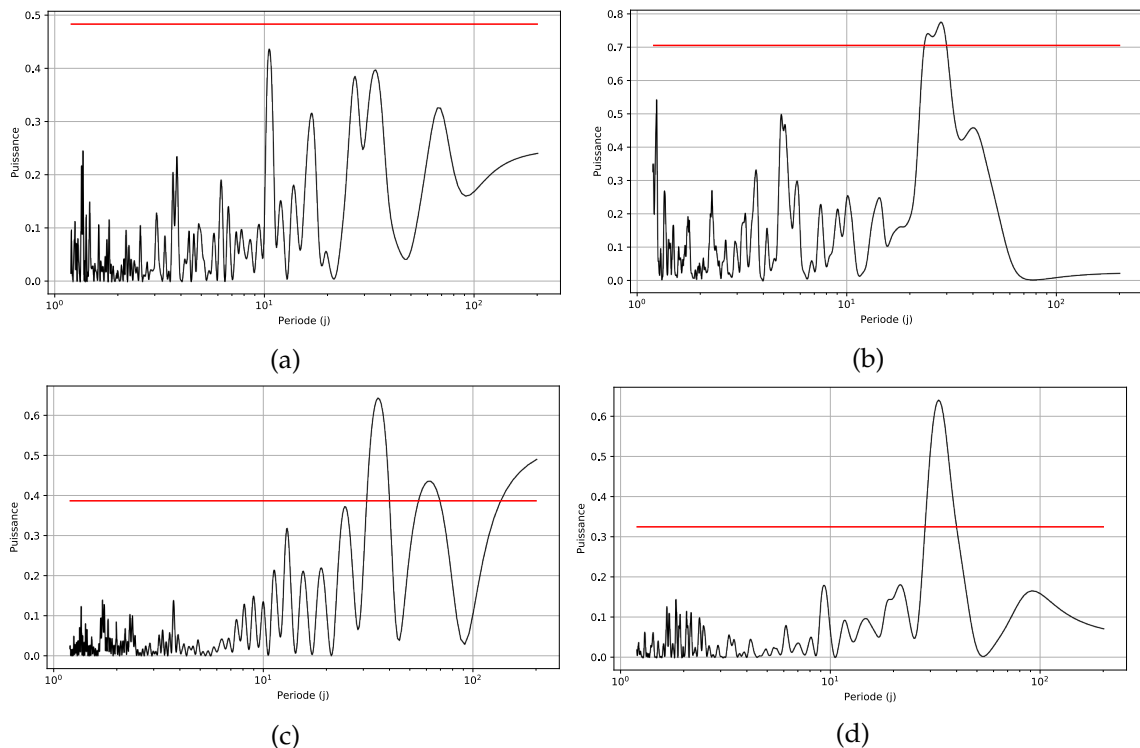


FIGURE V.12. – Périodogrammes réduits de GJ 514

Exemples de périodogrammes effectués sur des boîtes de 100 jours dans la série d'indice S_{ca} de GJ 514. Le niveau de FAP à 1% sur 100 permutations est représenté en rouge sur chaque périodogramme.

Comme on le voit sur la figure V.12, le pic principal n'est pas toujours au dessus du niveau de la FAP, et il ne tombe pas toujours sur la même période. Dans un premier temps, je visualise les 78 périodogrammes en les mettant l'un au dessus de l'autre, en utilisant un code couleur pour traduire la puissance des pics (figure V.13a). Mais cette représentation ne permet pas de visualiser le niveau de FAP de chaque périodogramme permettant de vérifier si un pic est significatif.

Dans un deuxième temps, je soustrais aux puissances d'un périodogramme son niveau de FAP. Au lieu de varier entre 0 et 1, ces nouvelles puissances varient au maximum entre -1 et 1, ce qui est positif est au dessus du niveau, ce qui est négatif est en dessous. Je mets finalement les 78 périodogrammes l'un au dessus de l'autre, pour les visualiser et je traduis cette nouvelle puissance avec une échelle de couleur (figure V.13b).

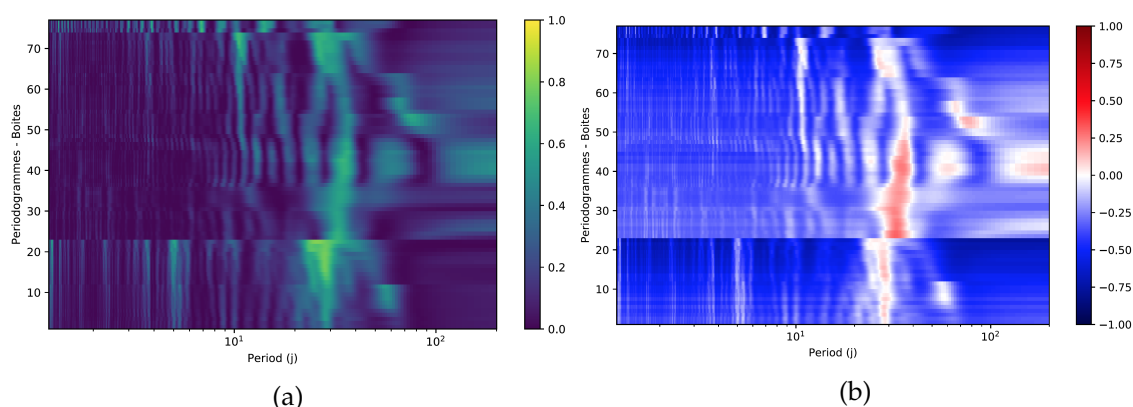


FIGURE V.13. – 'Mapping-periodogramme' réalisés pour GJ 514 en indice S_{ca} .

Représentation en plan des 78 périodogrammes réduits obtenus sur la série de l'indice S_{ca} pour GJ 514. À gauche : sans soustraction du niveau de FAP à 1% de chaque périodogramme. À droite : périodogrammes dont la puissance est celle après la soustraction du niveau de FAP à 1%.

La soustraction par le niveau de FAP permet de se focaliser uniquement sur les pics significatifs (en rouge). Dans le cas de GJ 514 cette représentation semble indiquer un signal de la période de rotation autour de 28 jours au cours de la première saison d'observation puis un autre signal plus large et plus marqué autour de 32 jours lors de la deuxième saison qui disparaît vers la fin.

Cette représentation paraît plus fiable mais reste cependant encore très fragile. L'outil utilisé pour les mettre côte à côte interpole les valeurs des périodogrammes pour déterminer la puissance (couleur) d'une case. Autrement dit, chaque ligne horizontale correspond à l'interpolation de deux périodogrammes consécutifs. Cette interpolation pose problème lorsque les périodogrammes adjacents ont été effectués sur des saisons différentes. L'axe vertical ne fait que numérotter les périodogrammes sans indiquer la date correspondant à la construction de la boîte. J'ai donc mis au point une autre représentation présentée en figure V.14.

Cette représentation reprend l'idée du code couleur en fonction du niveau de puissance par rapport au niveau de FAP à 1% mais place les périodogrammes sans interpolation. Chaque ligne correspond à un périodogramme dont chaque puissance est un point (rouge

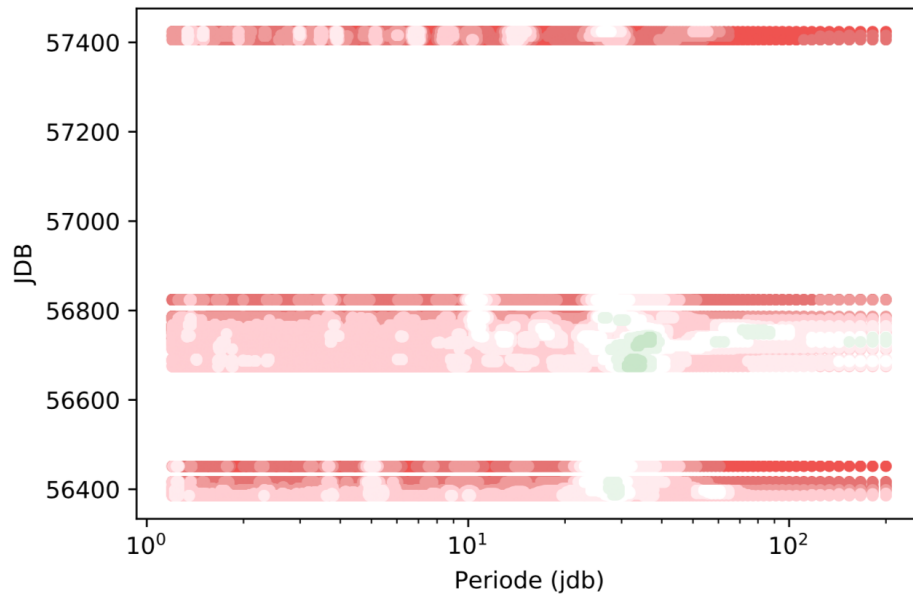


FIGURE V.14. – Évolution temporelle des périodogrammes réduits de GJ 514
78 périodogrammes réduits effectués sur la série d'indice S_{ca} dont le niveau de FAP à 1% a été soustrait comme dans la représentation de la figure V.13b avec un autre code couleur : positif en vert et négatif en rouge. Les 78 périodogrammes sont placés en ordonnée selon le jour de la première nuit de chaque boîte.

en dessous de la FAP et vert au dessus). Pour finir, les périodogrammes ne sont pas placés l'un au dessus de l'autre mais à la date de la première nuit de la boîte sur laquelle il est construit. Cette représentation permet de condenser les périodogrammes effectués sur une même saison au lieu de les étaler comme dans le cas de la figure V.13. Je considère malgré tout cette représentation encore difficile à lire et il me faudra encore l'améliorer.

V.3.4 Conclusion

J'ai calculé les périodogrammes-glissants et réalisé ces représentations pour les séries des indices chromosphériques, celles de la FWHM, celles du BIS-SPAN mais aussi pour la fenêtre d'observation. Je n'ai pas encore utilisé cette représentation sur les résidus des séries VR car comme expliqué à plusieurs reprises dans ce manuscrit, les résidus comportent parfois d'autres signaux planétaires qu'ils faut ajuster correctement avant de considérer que la série est dominée par l'activité stellaire. Cependant je souhaite poursuivre cette analyse en développant davantage ces outils et en les appliquant au grand échantillon de naines M pour lesquelles nous avons plusieurs saisons.

V.4 ÉTUDE DE LA CORRÉLATION DES INDICES CHROMOSPHÉRIQUES

Pour finir cette étude des effets de l'activité sur les différents indices, je présente une dernière section consacrée à la comparaison des indices chromosphériques. En effet, tout au long de cette étude, j'ai relevé des différences de comportement entre indices sans en dire davantage. Pour finir ce chapitre, je présente une étude de la corrélation entre indices effectuée au début de mon doctorat sur des étoiles de types F, G et K ainsi que le plan de l'étude étendue aux naines M.

V.4.1 Comparaison des indices

Lors de l'étude de la signature rotationnelle au cours de mon stage de Master 2, nous avons pu observer des différences de variations entre indices chromosphériques. J'ai volontairement réuni les trois indices dans la figures V.9 justement pour ne pas aborder ces disparités. De même lors de la présentation de l'étude des variations à long terme au début de ce chapitre (MIGNON et al., 2021, je n'ai pas détaillé la différence entre la présence de cycle validé pour un seul ou bien trois indices. Il est donc crucial de regarder en détail les relations entre les trois indices.

Observations préliminaires

À l'issue du stage, j'ai voulu étudier un peu plus en détail les variations des trois indices : s'ils sont peu ou pas corrélés, ou bien fortement corrélés ou anti-corrélés. Pour commencer, la corrélation est apparue visuellement pour certaines des 23 cibles étudiées dans l'échantillon réduit comme le montrent les exemples de GJ 205 et GJ 369 en figure V.15.

Les séries des trois indices de GJ 205 (colonne de gauche de la figure V.15) semblent varier de manière assez similaire, à l'inverse de celles de GJ 369 (colonne de droite). Pour cette étoile, les variations des deux premiers indices (S_{Ca} et S_{NaD}) semblent similaires mais différent de celles de l'indice $S_{H\alpha}$. En regardant l'ensemble de l'échantillon, il s'avère que les indices du Calcium II et du Sodium sont souvent bien plus corrélés entre eux qu'avec celui de $H\alpha$.

Au cours de mes analyses de variabilité du signal rotationnel dans les indices chromosphériques, j'ai aussi relevé quelques différences de variations entre les indices S_{Ca} et S_{NaD} et l'indice $S_{H\alpha}$ comme le cas de GJ 221 illustré en figure V.16. Contrairement à GJ 176 pour laquelle les cartes de périodogrammes-glissants sont très similaires, dans le cas de GJ 221, celle de l'indice $S_{H\alpha}$ de GJ 221 ne ressemble pas du tout aux deux autres.

Cette forte ressemblance entre les variations des indices S_{Ca} et S_{NaD} a déjà été remarquée et c'est pourquoi les raies du Sodium sont aussi très souvent utilisées pour déterminer le niveau d'activité stellaire (DA SILVA et al., 2012, ASTUDILLO-DEFRU et al., 2017c). Le manque de corrélation avec l'indice $S_{H\alpha}$ pour certaines étoiles a quant à lui aussi été remarqué depuis de nombreuses années (ROBINSON et al., 1990, CINCUNEGUI et al., 2007, SCANDARIATO et al., 2017).

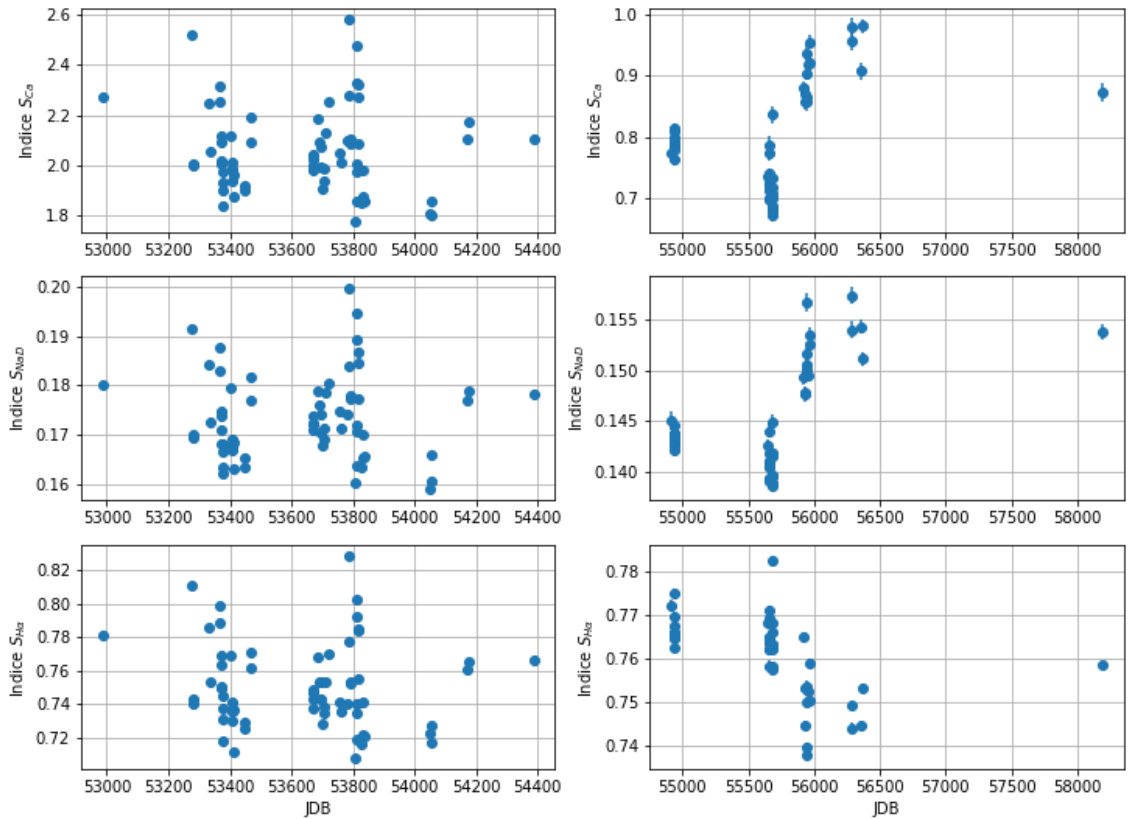


FIGURE V.15. – Variations des trois indices chromosphériques.

Variations des indices pour GJ 205 (à gauche) et GJ 369 (à droite). De haut en bas : Calcium II (S_{Ca}), Sodium (S_{NaD}) et Hydrogène ($S_{H\alpha}$).

Pour finir, nous avons aussi trouvé des différences de comportement à court terme. J'ai par exemple relevé la signature d'une période de rotation d'environ 35 jours de GJ 205 à la fois dans les VR et dans les trois indices chromosphériques (lire table III.7). Dans le cas de GJ 369, par contre je n'ai pu retrouver aucune signature similaire entre indices, parmi les trois itérations. À nouveau, ce dernier constat indique que les variations à court et long terme des trois indices chromosphériques peuvent être plus ou moins corrélées suivant les cibles. Nous avons donc décidé de mener une étude plus généralisée de la corrélation entre les indices S_{Ca} et $S_{H\alpha}$ pour une large population d'étoiles, de types F, G et K dans un premier temps puis sur l'échantillon de naines M, avant de proposer quelques hypothèses de physique stellaire pour les expliquer.

Méthode d'analyse

Pour l'étude des étoiles de type F, G et K, nous nous sommes focalisés sur l'analyse de la corrélation entre les indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} . Nous avons décidé de différencier les échelles de temps d'étude de la corrélation entre indices chromosphériques et de construire des séries correspondantes : sur le long terme, le court terme et sur toutes les nuits. En effet, puisque les séries moyennées à une nuit contiennent à la fois des variations à long terme et à court

terme nous avons construit de nouvelles séries par boîtes de cent nuits, comprenant au moins cinq nuits séparées de moins de vingt jours entre elles. L'étude sur le long terme se fait donc sur les moyennes de chaque boîte alors que l'étude à court terme se fait sur l'intérieur des boîtes uniquement (donc par soustraction de la série long terme).

La corrélation est calculée via un coefficient de Pearson entre les séries des indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} et les incertitudes sur la valeur du coefficient de corrélation sont calculées à l'aide de séries synthétiques. Les mille séries synthétiques sont des réalisations du bruit : à chaque valeur est ajouté un bruit dérivé de son incertitude (en supposant un bruit gaussien). Ces séries permettent d'obtenir mille nouvelles valeurs de corrélation dont la déviation standard (dispersion autour de la moyenne) peut être interprétée comme une incertitude sur la corrélation de la série d'origine. Un coefficient de Pearson proche de 1 indique que les variations des deux séries testées sont très bien corrélées, une valeur proche de 0 exprime une absence de corrélation entre les variations, et une valeur proche de -1 indique qu'elles sont anticorrélées. Compte tenu des incertitudes calculées sur chaque coefficient, il est alors possible de décrire la corrélation entre les variations de deux indices, pour chaque série, aux deux échelles de temps (court et long).

Avant d'aborder les résultats obtenus en appliquant cette méthode à un large échantillon de naines F, G et K (MEUNIER et al., 2021) puis quelques résultats préliminaires de l'échantillon des naines M, je présente brièvement les hypothèses physiques envisagées pour expliquer la corrélation dans un premier temps et le manque de corrélation par la suite.

Un point de théorie

Dans le cas solaire, le modèle local de plages prévoit une réaction monotone au chauffage de la part des deux indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} . Autrement dit, pour une zone photosphérique donnée, lorsque le chauffage magnétique (et/ou la température) augmente, l'émission chromosphérique augmente elle aussi dans les deux indices. Sur cette base, pour une zone chauffée, les variations des deux indices chromosphériques ne peuvent être que corrélées. Cependant, les deux émissions correspondent à des niveaux d'excitation atomiques différents donc on peut s'attendre à des non linéarités.

Au niveau global de l'étoile, plus la zone recouverte de plages est grande, plus l'émission est importante, ce qui introduit le facteur de remplissage ("filling factor"). Plus il est important, plus importantes sont les émissions mesurées dans le spectre de la lumière intégrée du disque apparent de l'étoile.

Nous nous sommes basés sur ces hypothèses pour l'étude de la corrélation entre les indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} pour les étoiles de types F, G et K (MEUNIER et al., 2021) dont je présente les conclusions dans la section suivante. Contrairement au cas solaire (MEUNIER et al., 2009), l'étude de CINCUNEGUI et al., (2007) a relevé des anticorrélations pour des étoiles de type F, G et K que nous nous attendons à retrouver. Pour des étoiles de types spectraux proches du Soleil, nous nous attendons à de bonnes corrélations entre indices, autant sur le court terme que sur le long terme.

Pour des étoiles de type plus tardif (naines M), nous nous basons sur un modèle local légèrement différent. Pour une zone photosphérique donnée, lorsque le chauffage magnétique augmente, l'émission chromosphérique en Calcium ionisée prédite par le modèle croit de manière similaire au modèle précédent. Cependant, l'émission chromosphérique dans la raie $H\alpha$ prédite par le modèle commence par décroître avec l'augmentation du chauffage, puis augmente à nouveau (CRAM et al., 1979). Autrement dit, ce modèle prévoit une phase d'absorption en $H\alpha$ au début de la phase d'augmentation de l'activité, et donc un manque de corrélation entre les deux indices à basse énergie de chauffage. Ce modèle local peut donc prévoir des variations anticorrélées des deux indices, ainsi que des cas sans corrélation. Cependant, il ne s'agit là que d'un modèle local, et à nouveau, il faut considérer qu'une mesure spectrale intègre la lumière de tout le disque. Nous menons donc actuellement l'étude de la corrélation des variations des indices $S_{H\alpha}$, S_{Ca} mais aussi S_{NaD} sur l'échantillon de 179 naines M avec N. Meunier.

V.4.2 Résultats

Je présente dans cette dernière section les résultats de l'étude de la corrélation entre les indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} sur un grand échantillon d'étoiles de type F, G et K, puis les premiers résultats de l'étude sur les naines M.

Présentation de article d'étude des étoiles de types F, G, et K

Cette première étude a été réalisée avec N. Meunier, M. Kretzschmar, R. Gravet et X. Delfosse sur 465 étoiles dont j'ai rassemblé les 88324 observations HARPS à partir de la requête automatique décrite au chapitre II. Pour cette étude nous avons mesuré les deux indices chromosphériques en mesurant l'émission au fond des raies du Calcium II et de l'Hydrogène dans les bandes indiquées au début de ce chapitre en table V.1. Les observations rassemblées ont été moyennées à une nuit et les séries ont été nettoyées des valeurs extrêmes (voir MEUNIER et al., 2021 pour les détails). Seules les 441 étoiles avec plus de dix nuits ont été gardées, rassemblant un total de 26579 nuits. Nous avons comparé les niveaux moyens de chaque indice, puis calculé les corrélations sur les séries entières, puis à court et long terme. La figure V.17 illustre les principaux résultats de cette étude (représentations extraites de MEUNIER et al., 2021).

Pour commencer, le cadran supérieur gauche représente l'émission moyenne en $H\alpha$ en fonction de celle du Calcium II pour chacune des 441 étoiles de l'échantillon, avec un code couleur correspondant à la métallicité (décrit en légende de la figure V.17). À faible niveau d'activité ($\log R'_{HK} < -4.6$) on remarque une augmentation de la dispersion du niveau moyen d'émission en $H\alpha$, déjà observée dans de précédentes études (CINCUNEGUI et al., 2007, SILVA et al., 2014). Ces niveaux moyens sont obtenus en corrigeant les indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} moyens de la contribution photosphérique et du flux bolométrique. Dans le but de vérifier si cette dispersion n'est pas due à un biais dans les corrections des deux indices, nous vérifions aussi la relation entre les deux indices non corrigés (figure V.17c). J'ai choisi de ne montrer que deux boîtes en température mais toutes les représentations sont faites dans MEUNIER et al., 2021. Pour ces deux boîtes, on remarque clairement deux branches

différentes à bas niveau d'activité. Ce comportement ne correspond pas à l'extrapolation du modèle théorique présenté dans la section précédente pour les naines F, G et K, ce qui était inattendu.

La figure V.17b met en évidence des corrélations différentes à court et long terme. La corrélation globale (sur toutes les nuits pour chaque étoile) se répartit à nouveau en deux ensembles (pas corrélés et très corrélés) et pourrait peut être traduire en partie les deux branches observées en figures V.17a et V.17c. À long terme, alors qu'une grande partie des étoiles ont une corrélation nulle, un paquet se détache vers les corrélations positives (similaires au Soleil) ce qui indique une majorité d'étoiles peu corrélées/anti-corrélées et un plus petit nombre fortement corrélées. À court terme, la plus grande partie des étoiles ont une corrélation nulle et on ne retrouve pas le paquet très bien corrélé présent à long terme. En d'autres termes, certaines étoiles ont des variations à long terme très bien corrélées mais très peu corrélées à court terme. Pour rappel, le modèle local de ces étoiles prédit des corrélations positives aux deux échelles de temps. Par conséquent, le modèle de plage actuel ne peut expliquer une différence entre les corrélations à court et long terme mesurées pour certaine étoiles.

Pour expliquer ce comportement en deux branches, la première hypothèse envisagée propose un nouveau modèle de plages au comportement différent de celui décrit par le modèle local. La deuxième fait intervenir les filaments pour expliquer cette absorption en $H\alpha$, elle est la plus creusée dans la fin de MEUNIER et al., (2021), car la première hypothèse ne pourrait suffire à expliquer la distribution des corrélations et les différences entre les deux échelles de temps.

Projet d'étude similaire sur un échantillon de naines M

À la suite de cette étude sur les étoiles de types F, G, et K, nous menons actuellement une nouvelle étude, basée sur la même méthode, pour les 179 naines M rassemblées pour l'étude des effets à long terme. Un travail précédent (SCANDARIATO et al., 2017) basé sur 71 naines M observées avec HARPS-N retrouve en partie (cinq étoiles seulement) l'absorption en $H\alpha$ prédite par le modèle local à basse énergie pendant le début de la phase de croissance des émissions en Calcium II lorsque le chauffage magnétique augmente. Nous sommes actuellement en train de vérifier ce résultat que nous retrouvons partiellement pour l'instant (dans le domaine de 3500 à 3900K).

Nous commençons également à étudier la dispersion des corrélations globales, ainsi qu'à court et long terme pour les naines M. La table V.5 rassemble les premiers résultats de cette analyse, en comparant la répartition des corrélations globales (sur les séries complètes) à celle obtenue sur l'échantillon FGK.

Alors que nous n'avons étudié que la corrélation entre les indices S_{Ca} et $S_{H\alpha}$ pour les 441 étoiles de l'échantillon FGK, nous nous intéressons dans cette nouvelle analyse aux trois corrélations entre les trois indices chromosphériques. D'après la table V.5, on trouve bien plus de fortes corrélations parmi les naines M que parmi les étoiles de type FGK : 55% au dessus de 0.5, contre 31% pour les FGK. Il y a donc moins de séries non-corrélées ou faiblement corrélées dans le cas des naines M : 36% des valeurs absolues des corrélations

Selection	FGK Ca-H α	M		
		Ca-H α	Ca-Na	Na-H α
C > 0.5	31.1%	54.8%	60.3%	54.7%
C > 0.3	42.6%	68.2%	76.0%	70.9%
C < -0.5	2.9%	2.2%	1.1%	4.5%
C < -0.3	8.8%	4.5%	2.2%	8.4%
C \neq 0 (1 σ)	81.9%	89.4%	92.7%	94.4%
C \neq 0 (3 σ)	55.8%	79.9%	76.0%	85.5%
C < 0.2	36.3%	17.9%	13.4%	14.0%

TABLE V.5. – 441 étoiles FGK, MEUNIER et al., (2021); 179 naines M
Pourcentages d'étoiles des différents échantillons de FGK et de naines M en fonction de conditions de corrélation.

inférieures à 0.2 contre seulement 18% pour les naines M. Il ne s'agit là que de résultats préliminaires, nous sommes actuellement en train de mener cette étude.

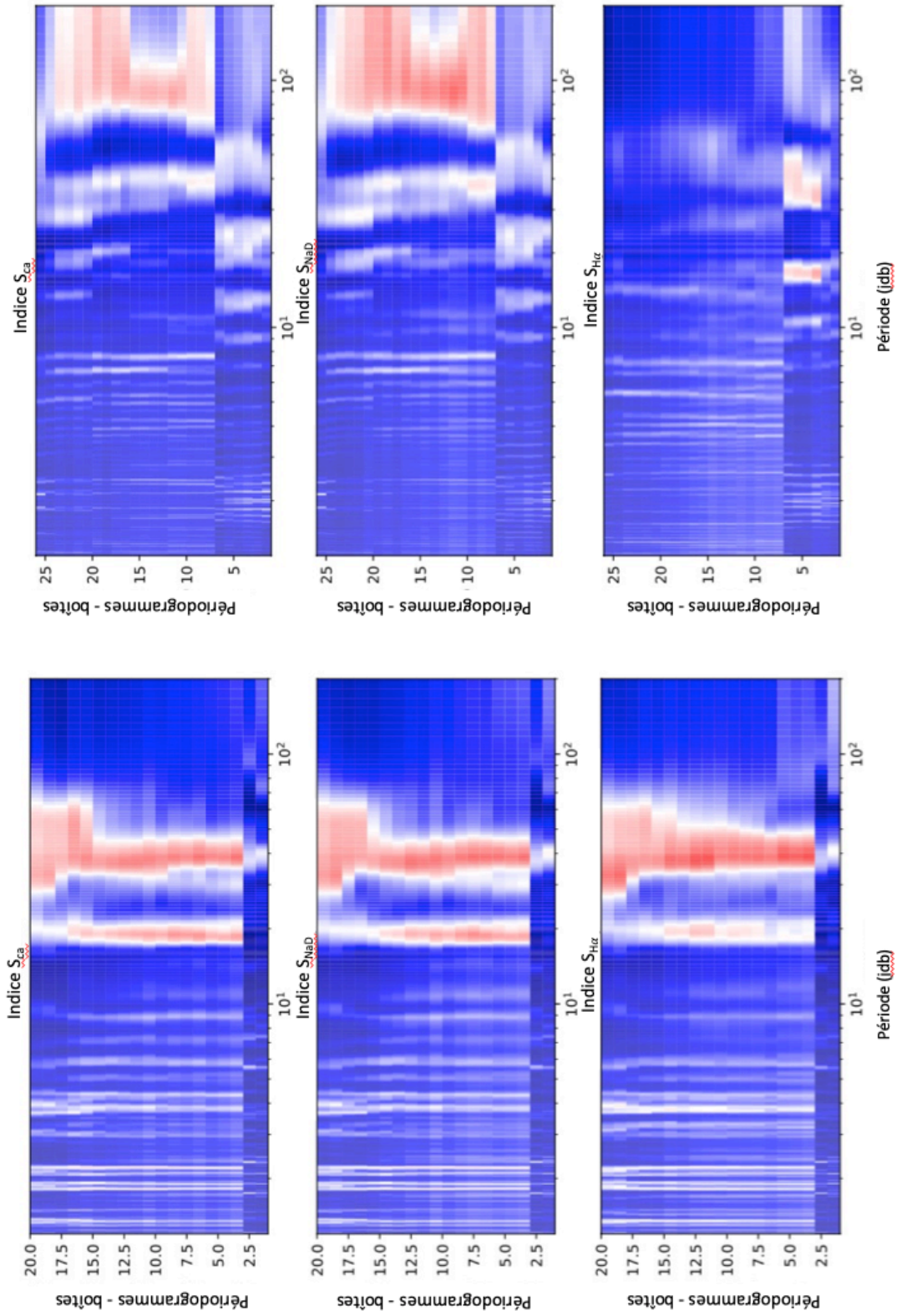


FIGURE V.16. – Périodogrammes glissants des indices chromosphériques
 Variations des indices pour GJ 176 (à gauche) et GJ 221 (à droite). De haut en bas : Calcium II (S_{Ca}),
 Sodium (S_{NaD}) et Hydrogène ($S_{H\alpha}$).

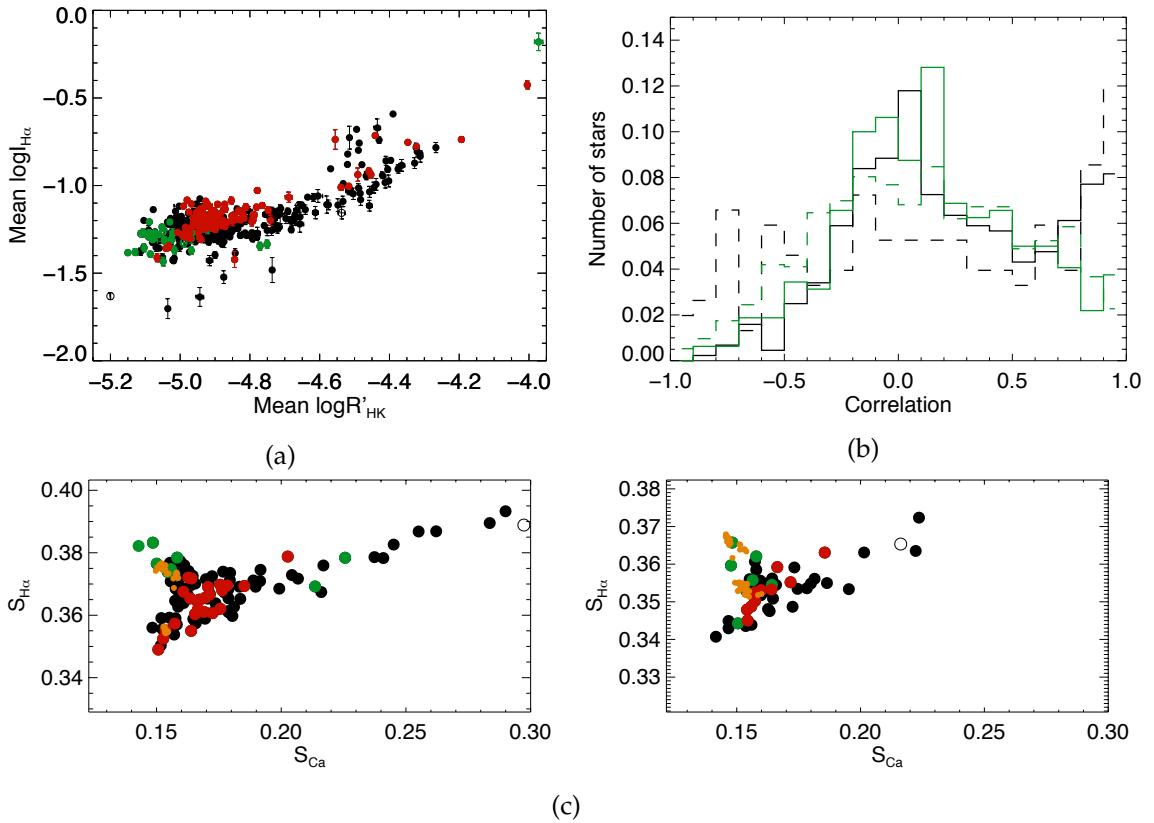


FIGURE V.17. – Corrélations des marqueurs chromosphériques pour l'échantillon FGK
 Figures extraites de MEUNIER et al., (2021), en haut à gauche : Niveau moyen d'émission en $H\alpha$ en fonction de celui en Calcium II pour chaque étoile. En bas à gauche et à droite : indices $S_{H\alpha}$ et S_{Ca} sur des sous-échantillons en température effective (5700-5900K et 5900-6100K). Pour ces trois figures, les points en vert correspondent aux étoiles dont la métallicité est inférieure à -0.2, en noir celles dont la métallicité est comprise entre -0.2 et 0.2, et en rouge celles dont la métallicité est au delà de 0.2. Les points oranges sur les deux figures du bas sont des mesures individuelles et non moyennées pour certaines étoiles aux profils anti-corrélés. En haut à droite : distributions des corrélations globales (en noir), à court terme pour chaque boîte (en vert) et pour chaque étoile (tirets verts) et à long terme (tirets noirs).

CONCLUSION

La présence de signaux dus à l'activité stellaire dans les séries VR a été prise en compte tout au long des chapitres III et IV mais sans être plus détaillée. Dans ce dernier chapitre je me suis intéressée de manière approfondie aux conséquences de l'activité stellaire des naines M sur les mesures spectrales.

Pour commencer cette analyse, je me suis dans un premier temps focalisée sur l'étude des variations à long terme des indices chromosphériques. J'ai appliqué les méthodes et outils mathématiques mis au point pour l'étude VR aux séries des indices S_{ca} , S_{NaD} et $S_{H\alpha}$. Cette étude des séries de 179 naines M a révélé que leur dispersion est à la fois due à des variations à court et long terme. À l'issue d'une analyse périodique, nous validons la présence d'un cycle (dans au moins un des trois indices) pour 27 naines M dont 14 ont déjà été publiés.

Dans un second temps, j'ai commencé une analyse des signaux retrouvés à courte période dans les différents indices afin de caractériser le signal rotationnel. En prolongeant un travail réalisé en Master 2 et en me basant sur des modélisations de plages et de taches, j'ai mis au point des outils spécifiques pour suivre la signature rotationnelle. Même si cette analyse reste préliminaire, j'ai relevé des variations significatives du signal rotationnel au cours du temps pour quelques étoiles. Une analyse plus poussée permettra peut être de relier ces variations à la présence de rotation différentielle.

Pour finir ce chapitre consacré à l'activité stellaire des naines M, nous avons mis au point une analyse de la corrélation entre les variations des indices chromosphériques. Nous avons mené cette étude sur un échantillon de 441 étoiles de types F, G et K et nous sommes en train de la commencer sur l'échantillon des 179 naines M. Les corrélations à court et long terme mesurées entre les séries des indices S_{ca} et $S_{H\alpha}$ ne correspondent pas parfaitement au modèle local de réponse de la chromosphère au chauffage magnétique et nous proposons quelques pistes d'explications à la fin de MEUNIER et al., (2021).

Ce dernier chapitre de ma thèse m'a aussi permis de finaliser l'étude des séries VR même si toutes les conséquences de l'activité stellaire ne sont pas encore analysées. J'ai pu ainsi identifier 19 signaux périodiques en VR dus à la signature rotationnelle et clarifier l'analyse des systèmes candidats.

V.5 ARTICLE

La publication relative à l'étude des variations à long terme des indices chromosphériques est actuellement en cours de finalisation. Nous avons pour projet de le soumettre dans les semaines à venir.

Characterisation of stellar activity of M dwarfs. I. Long timescale variability on a large sample and new cycles

L. Mignon¹, N. Meunier¹, X. Delfosse¹, X. Bonfils¹ et al.

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France e-mail: lucile.mignon@univ-grenoble-alpes.fr

Received ; Accepted

ABSTRACT

Context. M dwarfs are active stars, exhibiting variability of chromospheric emission and in photometry at short and long timescales, including the existence of long cycles, related to dynamo processes. This activity also impacts the search for exoplanets by affecting radial velocities.

Aims. We analysed a large sample of M dwarfs observed with HARPS, in order to characterise the long-term variability of those stars. We compared the variability obtained in three activity indexes (Ca II H & K, Na D doublet, H α).

Methods. We focused on the detailed analysis of the chromospheric emission, based on linear, polynomial, and sinusoidal models. We used various tools to estimate the significance of the variability as well as to quantify the improvement brought by the models. In addition, we analysed complementary photometric time series for the most variable stars, to be able to provide a broader view of long-term variability in M dwarfs.

Results. We find that most stars are significantly variable, even the quietest ones. The linear and polynomial models explain a large part of the variability for 75% of the stars, although the variability is always more complex. We found new cycles for 25 stars, and estimated lower bound for a possible cycle period for additional 7 stars not previously published. The comparison between observables allowed to identify stars dominated by spots or plagues. The relation between observables, as well as between different activity indexes, is however complex, and a single sinusoidal model is often not sufficient to describe the data. This complexity may also be the source of the discrepancies observed between previous publications.

Conclusions. We conclude that long-term variability is present for all spectral types and activity level in M dwarfs. Over the whole sample, the dispersion of R'_{HK} values relates to the activity level, but no significant trend between the amplitude of the detected cycles or their period and spectral type or activity level is observed. The dispersion in cycle period for a given rotation rate is strong, conversely to FGK stars, with no trend between cycle and rotation periods, and the existence of long-periods even at relatively fast rotation rates may be compatible with the existence of an advection-dominated dynamo for some of those stars.

Key words. Stars: activity – Stars: chromospheres - techniques: spectroscopy – planetary systems

1. Introduction

It is crucial to characterise the activity, because they are the targets of several exoplanet surveys, for example in radial velocity (hereafter RV), by Zechmeister et al. (2009), Bonfils et al. (2013) and Mignon et al. (2021). They also offer a good opportunity to detect low-mass planets in the habitable zone (e.g. Mulders et al. 2015; Gaidos et al. 2016). However, RV are strongly impacted by stellar activity, due to spot and plage contrasts but also to the inhibition of the convection in plagues (e.g. Saar & Brandenburg 1999; Meunier et al. 2010; Dumusque et al. 2014), with an impact at the rotational timescale. Some stars are dominated by the rotation period, for example GJ205 (Hébrard et al. 2016) and for GJ388 (Morin et al. 2008). The inhibition of convection also impact longer timescales (activity cycles). Other processes can also impact long-term variability such as the meridional circulation (Makarov et al. 2010; Meunier & Lagrange 2020a), and possibly granulation or supergranulation (Dumusque et al. 2011; Meunier et al. 2015; Meunier & Lagrange 2019b, 2020b), but the small-scale flows are expected to be smaller in M stars compared to FGK stars (Allende Prieto et al. 2013; Beeck et al. 2013b,a; Tremblay et al. 2013; Meunier et al. 2017a,b). A review of those processes is described in Meunier (2021). The presence of stellar activity can

lead to the publication of exoplanets which are later invalidated (e.g. Robertson & Mahadevan 2014; Robertson et al. 2014; Santos et al. 2014), showing that it is necessary to take stellar activity into account (e.g. Bonfils et al. 2007). Furthermore, stellar activity may impact habitability conditions (e.g. Ip et al. 2004; Buccino et al. 2006, 2007; von Bloh et al. 2007).

A large fraction of M dwarfs are indeed active stars, characterised by a strong chromospheric emission with a dependence on spectral type (Reiners & Basri 2010; Reiners et al. 2012), suggesting a dynamo process at play in many of those stars. The usual solar-type $\alpha - \omega$ dynamo (Parker 1955; Steenbeck & Krause 1969; Robinson & Durney 1982; Saar & Brandenburg 1999; Charbonneau 2010) is based on an interaction between differential rotation and turbulence, with a strong role of the gradients in the tachocline, present only in partially convective stars (Spiegel & Zahn 1992; Charbonneau & MacGregor 1997; Dikpati et al. 2005). Due to the transition between partially convective stars and fully convective stars around spectral type M3.5, or a mass around $0.35M_{\odot}$ (Chabrier & Baraffe 1997), such a role of the tachocline could be put into question in fully convective stars (Barnes 2003), for which α^2 dynamos, which are more distributed and with no cycle, were expected. However, Chabrier &

Küker (2006) showed that it was possible to generate large-scale fields for such stars as well, and Browning (2008) modeled 3D dynamos able to generate strong fields without any tachocline. Yadav et al. (2015), Yadav et al. (2016) and Wright & Drake (2016) later found that the presence of a tachocline was not as critical, with the possibility to generate solar-type cycles even for fully convective stars.

In addition, there is a strong relationship between the luminosity in X and the rotation period (e.g. Pizzolato et al. 2003; Wright et al. 2011), as well as between the chromospheric emission in the Ca II lines and the rotation periods (e.g. Astudillo-Defru et al. 2017; Wright et al. 2018): two regimes are observed in these relationships (the most active and fast rotating stars exhibiting a saturated activity level), and Wright et al. (2011) therefore suggested that this was due to two different dynamo processes, the $\alpha - \omega$ dynamo in the non-saturated regime and another type of dynamo in the saturated regime. However, Wright et al. (2018) found that the same two-regime relation was observed for partially convective stars and fully convective stars, so that the existence of the two regimes does not seem to be related to the two convective regimes. This is important because cycles have been observed for both fast and slow rotators, and for both partially and fully convective stars (as shown for example by the sample of stars in Buccino et al. 2011; Ibañez Bustos et al. 2019a,b, 2020, see below for a more complete list). Furthermore, large-scale magnetic fields have been detected in fully convective stars (e.g. Morin et al. 2008), which also exhibit flares (e.g. Günther et al. 2020; Rodríguez Martínez et al. 2020). We note that a dynamo process may exist without producing a cycle or another type of long-term variability, but the existence of a cycle is a clear indication of the presence of a dynamo process. Furthermore, there are other types of dynamos, for example advection-dominated dynamos, in which meridional circulation plays an important role (Dikpati & Charbonneau 1999; Küker et al. 2001; Bonanno et al. 2002; Küker et al. 2019). For both types of dynamos, a link is expected between cycle period and rotation period. It is therefore not easy to distinguish them.

The activity of FGK stars is relatively well characterised, in particular because the Sun is a good model. In addition, long chromospheric emission surveys have been performed (Wilson 1978; Baliunas & Vaughan 1985; Baliunas et al. 1995), and more recently with HARPS (Lovis et al. 2011), and have been combined with photometric analysis (Radick et al. 1998; Lockwood et al. 2007; Radick et al. 2018). This allowed for example to relate cycle and rotation periods, which can then be interpreted in terms of dynamo actions (e.g. Böhm-Vitense 2007; Saar 2011). However, it is not as well characterised for M dwarfs, and there is very likely a large diversity. Properties very different from solar type stars have also been observed, such as very long-lived stable spots, for example for GJ674 (Bonfils et al. 2007), or GJ388 (Morin et al. 2008), as well as a few other stars Robertson et al. (2020). The presence of long-term chromospheric variability over limited samples has been analysed (Gomes da Silva et al. 2011, 2012; Robertson et al. 2013), leading to 10-20 stars with trend or polynomial variability. Cycles have also been published for M dwarfs, some of them on a large sample of stars, mostly in photometry (Savanov 2012; Vida et al. 2013, 2014; Suárez Mascareño et al. 2016; Küker et al. 2019), and sometimes in combination with a spectroscopic analysis (Suárez Mascareño et al. 2018) or based on chromospheric emission (Robertson et al. 2013). Cycle on individual targets have also been published and will be discussed below. However, we note some incompatibility between publications for a given star. A complex correlation between activity indicators is also observed, since cy-

cles or long-term variability is not always detected in all time series, including some anti-correlation between activity indicators (Cincunegui et al. 2007b), which shows that the analysis and interpretation of this long-term variability is complex, as shown for FGK stars (Gomes da Silva et al. 2014; Meunier et al. 2021).

Our objective is first to characterise the long-term chromospheric variability of M dwarfs based on the largest sample so far, either cyclic or not. We then wish to compare these properties with photometric variability whenever possible, to build a global view of this long-term variability. We address the dependence on stellar parameters, and combine different analyses to extract as much information as possible, not limiting ourselves to well-defined cycles: we explore various models (linear, polynomial, sinusoidal), with a level of characterisation which depends on the temporal sampling of each star. It will also be possible to join our results with published cycles to analyse them globally.

The outline of this paper is the following. In Sect. 2, we present the stellar sample, the chromospheric emission indexes (Ca, Na, and H α) used in the analysis and selection process on the data. We present the global variability in Sect. 3 and the principle of our approach, in particular the long timescale analysis. In Sect. 4, we focus on the linear and polynomial models to statistically analyse the time series in the three indexes, while Sect. 5 is devoted to the sinusoidal analysis. We compare our result to the literature and to photometric time series in Sect. 6 and discuss them, and we conclude in Sect. 7.

2. Data and analysis

In this section, we first describe the stellar sample and the HARPS data used in the analysis. The activity indexes used are defined and the selection process of the spectra are then defined.

2.1. Stellar sample and data

Our stellar sample is built by crossing two main catalogues, Gaidos et al. (2014) and Winters et al. (2014), to select close cool dwarfs identified as M dwarfs by spectroscopic analysis (Gaidos et al. 2014). As in our RV analysis (Mignon et al. 2021), we complete those catalogues with the release of the Gliese and Jahreiss catalog (Stauffer et al. 2010) and the 100 closest systems gathered by RECONS (Research Consortium On Nearby Stars¹). We crossed this sample of M dwarfs in the solar neighbourhood with the database of public observations made with HARPS. All observations are downloaded on the ESO Archive (Spectral Data Products Query Form²) and come from several observation programs of M dwarfs (listed in the acknowledgements): this represents about 15 000 spectra from January 2003 to June 2019 for 490 stars. Emission(s) in the Calcium, Sodium and Hydrogen lines are computed using wavelength bands listed in Table 1 (developed in the next section) for stars with at least 3 spectra (i.e. for 414 stars), and all measurements are binned over each night. In most cases, there is 1-2 points per nights, and only 12 stars have more than 10 spectra per night (and up to 169). The properties (V-K, T_{eff}, mass, and distance) of the full sample are shown in Table A.1 as well as the corresponding references, and the main ones illustrated in Fig. 1, Fig. 2 and Fig. 3.

¹ <http://www.recons.org/TOPI100.posted.htm>

² http://archive.eso.org/wdb/wdb/adp/phase3_spectral/form

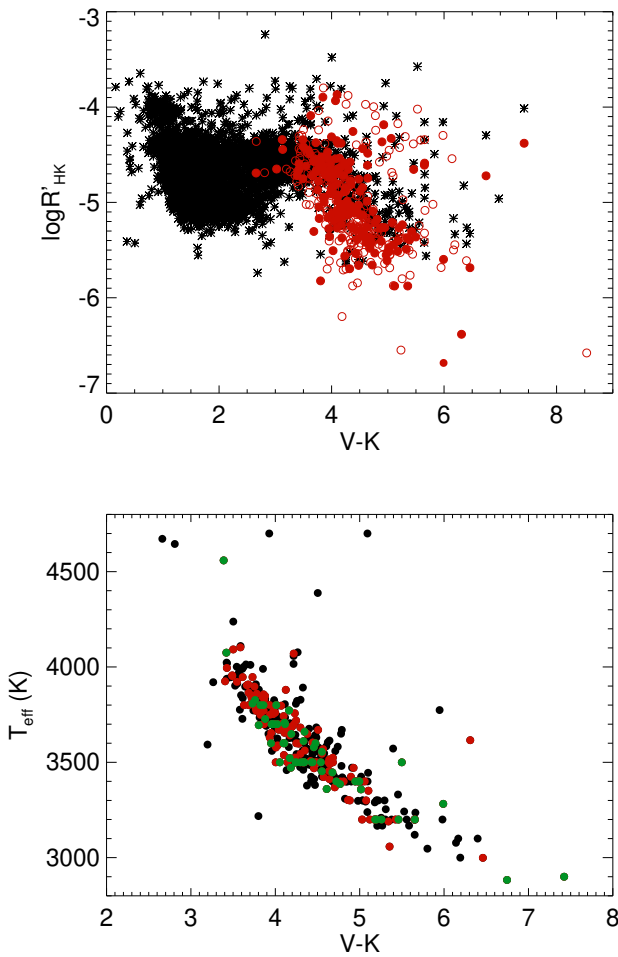


Fig. 1. $\log R'_{HK}$ versus V-K for our sample of M dwarfs (red) for which spectra have been obtained on three or more independent nights (filled symbol corresponds to stars in our nightly sample, i.e. more than ten nights of observation, and temporal coverage above the threshold), and for the sample of FGK stars of Boro Saikia et al. (2018) (black). The lower panel shows T_{eff} versus V-K for all the stars in our sample (black), stars in the nightly sample (red and green), stars in the season sample only (green).

2.2. Activity indicators

To estimate the chromospheric contribution of the activity, we computed the S-index in three emission lines: the $H\alpha$ line, the H and K line of ionised Calcium, and the doublet of Sodium. The Na lines form in the lower chromosphere (Mauas & Falchi 1994; Andretta et al. 1997; Fontenla et al. 2016), the Ca II H and K lines in the middle chromosphere (Mauas & Falchi 1994) to the upper chromosphere (Mauas 2000; Houdebine 2009; Fontenla et al. 2016) and the $H\alpha$ line in the upper chromosphere (Mauas & Falchi 1994; Fuhrmeister et al. 2005; Houdebine 2009; Fontenla et al. 2016; Leenaarts et al. 2012)

We integrated the emission in the three bands in the windows given in Table 1, which was then divided by the flux in two continuum bands for each index. Wavelengths and bandwidths are taken from Kürster et al. (2003), Gomes da Silva et al. (2011), and Astudillo-Defru et al. (2017). Uncertainties on each index are computed with the quadratic sum of the read-out noise and

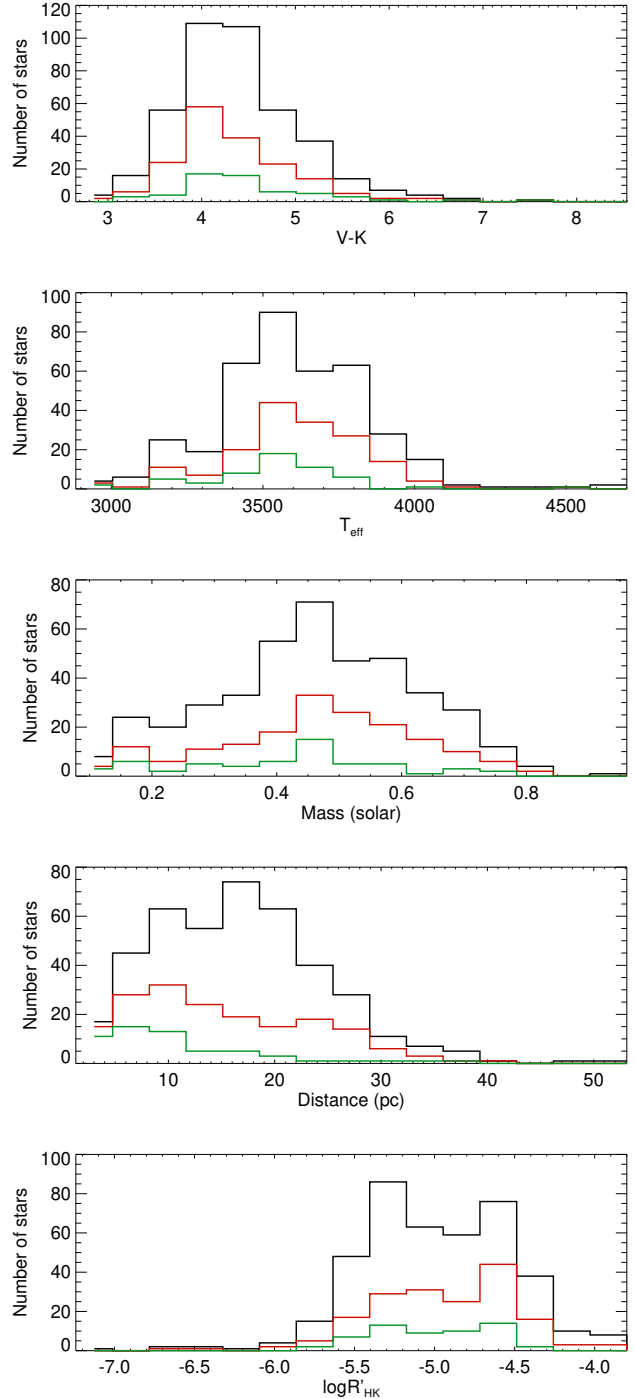


Fig. 2. Distribution of V-K, T_{eff} , stellar mass, distance and $\log R'_{HK}$ (from top to bottom), for various selections: with at least four seasons, temporal coverage above threshold, i.e. the season sample (green), with more than ten nights and temporal coverage above threshold, i.e. the nightly sample (red), other stars (black).

the flux photon noise in the bands and lines as in Astudillo-Defru et al. (2017). As we focus in this paper on the variations of chromospheric emissions for each star, we do not compute $\log H\alpha$ and $\log NaD$ because corrections of photospheric and bolometric contributions are not yet calibrated for M-dwarfs, as was done

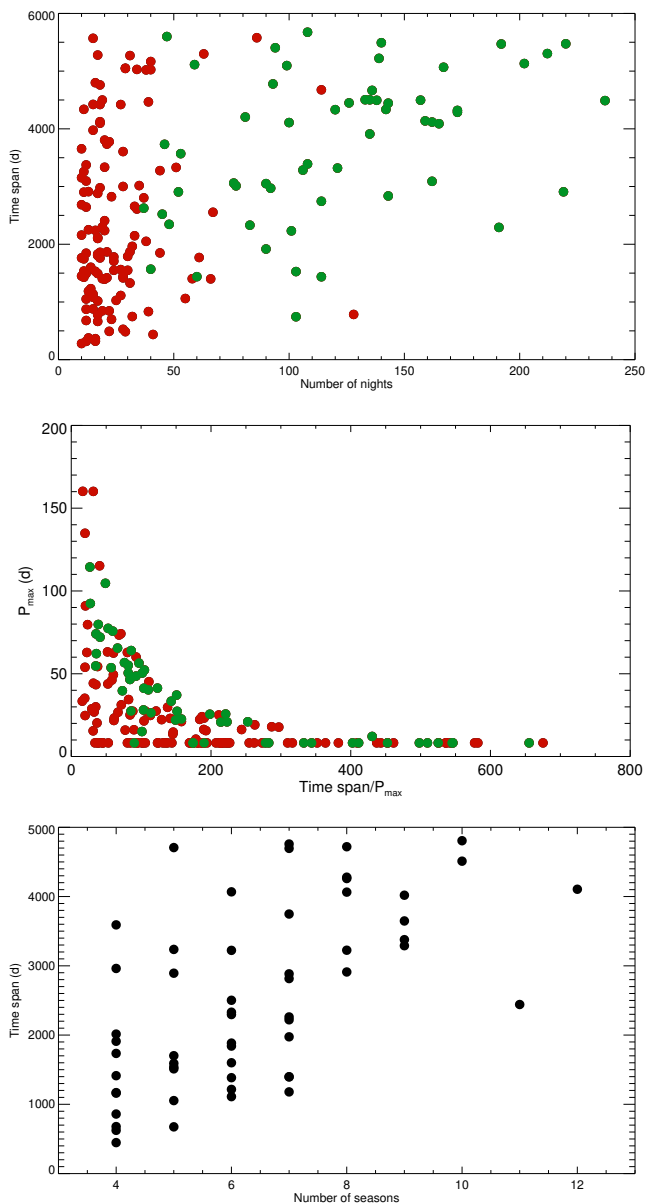


Fig. 3. Temporal coverage versus number of independent nights with observations (upper panel), P_{\max} versus the ratio between the time span and P_{\max} (middle panel), and temporal coverage versus number of independent seasons with observations. All the stars have been selected according to the threshold defined in sec 2.3.1, and we show two different selections for the two first panels: in green, the season sample corresponding to stars with observation covering at least four seasons, and in red, stars with observation covering less than four seasons but with spectrum collected during more than 10 independent nights.

for example in Gomes da Silva et al. (2011) for similar stars. However, we compute the classical $\log R'_{HK}$ estimator by using the empiric relations established by Astudillo-Defru et al. (2017) based on V-K, which provides reliable photospheric and bolometric corrections for M dwarfs. We can therefore compare the average activity levels of the M-dwarfs in our sample using the average $\log R'_{HK}$ for each star.

2.3. Selection process

Starting with the complete sample of spectra, a selection process must be implemented to guarantee that the series are sufficiently complete and of good quality to allow a long-term temporal analysis. We proceeded in three steps: We first eliminate stars with a time coverage too short for a long-term analysis. Then we eliminate bad spectra, based on the signal-to-noise ratio (SNR) on the activity indicators, and then we finally identified and eliminated outliers.

2.3.1. Time coverage

The first selection we made on the sample concerns the the time span of the monitoring of each star in the sample, as we are interested to analyse long-term variability. Thus, we decided to select stars with a temporal coverage longer than 6 times the maximum rotation period and with observations in at least ten independent nights. We checked that all published cycle periods are above that minimum span: therefore we do not expect to miss many cycle with that selection.

For that purpose, we computed the maximum rotation period P_{\max} for each star by using the empirical law established by Astudillo-Defru et al. (2017), which relates the mean activity level (average $\log R'_{HK}$) to the rotation period of star: P_{\max} is obtained by considering the upper envelope of this relationship. We did not use individual rotation periods measured by other works and other method for a homogeneous analysis. GJ9360 is just below this span criterion but is kept in our sample because of their large number of measurements: this star is very quiet and beyond the validity level of the empirical law, so that their rotation rate is very uncertain.

2.3.2. Selection based on the quality of the spectra

The second step of selection focuses on the quality of the spectra and is based on the signal to noise ratio (hereafter SNR). We chose an absolute threshold of 1 on the SNR in the order of Calcium lines on HARPS detector (order 7), to be able to measure a reasonable flux in the Ca lines (the average SNR in that order is low, around 4.5, so a higher threshold would eliminate too many spectra), and 10 on the SNR in the median order (order 50, ~ 550 nm), as in a previous work (Astudillo-Defru et al. 2017) and in (Mignon et al. 2021). Then we computed a relative threshold for each star to reject spectra of too poor quality: by using all the uncertainties (σ_i) values of a given activity indicator time serie, we computed the median uncertainty as well as the root-mean-square σ (hereafter rms). We then rejected all measurements with uncertainties higher than this median plus 3σ . As they are dominated by photon noise, high values of uncertainties reflect very poor quality of spectra. In addition, some observations correspond to studies of the Rossiter-McLaughlin effect, with many points per nights, usually with a low SNR, which need to be averaged: those are kept even if the individual SNR values are small. We binned all measurements over each night of observation (by using an average value weighted on uncertainties values) and repeated the 3σ selection process. Finally, all measurements rejected from the time serie obtained for a given activity index are also rejected for the other activity indexes, to keep the same temporal sampling for the three different indexes. For each star in the sample, we therefore produced a nightly time series corresponding to each activity indicator.

Table 1. Wavelength bands

Index	Band 1	Band 2	Blue continuum	Red Continuum
Ca	3933.663±1.09 (Ca II K)	3968.469±1.09 (Ca II H)	3891.07–3911.07	3991.07–4011.07
Na	5889.95±0.25 (NaD2)	5895.92±0.25 (NaD1)	5860–5870	5904–5908
H α	6562.808±0.8	-	6545.49–6556.25	6575.93–6584.68

Notes. Ca H and K : triangular function ; all wavelengths in \AA

2.3.3. Elimination of outliers

The third step of selection focuses on outliers and flares. To reject strong outliers from a time series, we computed the histogram of each index to identify them based on the gap between the bulk of the values and the isolated ones that should correspond to outliers. Uncertainties are taken into account to detect and measure the gap used to reject highest values and/or lowest values (often corresponding to problems in the spectra)³ This method is more robust than applying a simple 3σ threshold for example, because the rms is not representative of the bulk of the values when there are strong outliers, which prevents from removing them. This step of selection is repeated a second time to remove remaining outliers as well as a few flares of lower intensity. Flares are stochastic events and can be present at different phase of the activity cycle and with different intensity amplitudes: some are therefore far above the other values, and removed during the selection process, since we focus on the long-term variability due to spots and plages, but a few may be indistinguishable from the bulk of the values.

2.4. Final sample

The selections of spectra are presented in Sect. 2.3. After those selections, our main final sample is composed of 177 stars with a time coverage ranging from 280 to 5675 days (median value of 2685 days), 156 of those stars (88 %) have a temporal coverage longer than 1000 days, and 117 (66 %) have more than 20 nights of observations. They are identified in Table A.1 with flag on the nights. This main sample of 177 stars represents 9942 nights of observations, and an average of 56 nights of observation per star, ranging from 10 to 237 nights. Their properties are compared to that of the original sample in Fig. 1, Fig. 2 and Fig. 3.

3. Global variability

We characterise the global variability of the stars in our sample from the nightly time series. We then define the seasons which will be used for some of our long-term analyses in the following sections.

3.1. Global variability from from nightly time series

The objective of this section is to identify if the stars of our sample are globally variable, at short or long timescales. For that purpose,

³ We computed a histogram of the values with 15 bins, and identified possible outliers as values that are apart from the others by more than 3 bins and in either the lowest 20% or the highest 20% of the values. The outlier is however not eliminated if there is a value that is not identified as an outlier such that the uncertainty on the difference between the two indexes is larger than the gap. We performed tests with various bin size to check for the robustness of the results with a visual analysis. This led to reject manually one star, GJ3305

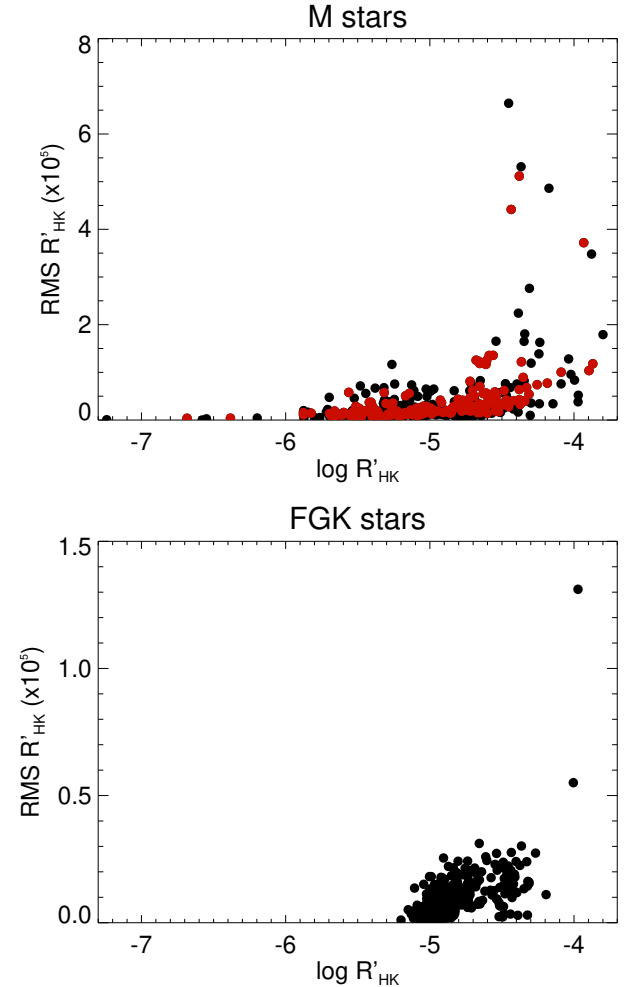


Fig. 4. Rms of $R'_{HK} 10^5$ versus average $\log R'_{HK}$ for M dwarfs (upper panel) and FGK stars (lower panel, from the sample in Meunier et al. 2021). M dwarfs in red correspond to the nightly sample, the other have less than 10 nights of observations or a small time span.

pose, we considered the nightly time series, and computed the χ^2 probability of the constant model, hereafter $p\chi_0^2$. This probability has the advantage over the F-test probability often used in the literature for those stars (e.g. Gomes da Silva et al. 2011, 2012) to take the individual uncertainties into account, since they are highly variable within given time series.

The first half of Table 2 provides the number and proportion of stars with a low $p\chi_0^2$ (for two thresholds, 1% and 5%) for the sample with more than 10 nights, i.e. 177 stars. A very large proportion of the stars have a very low probability of having stable

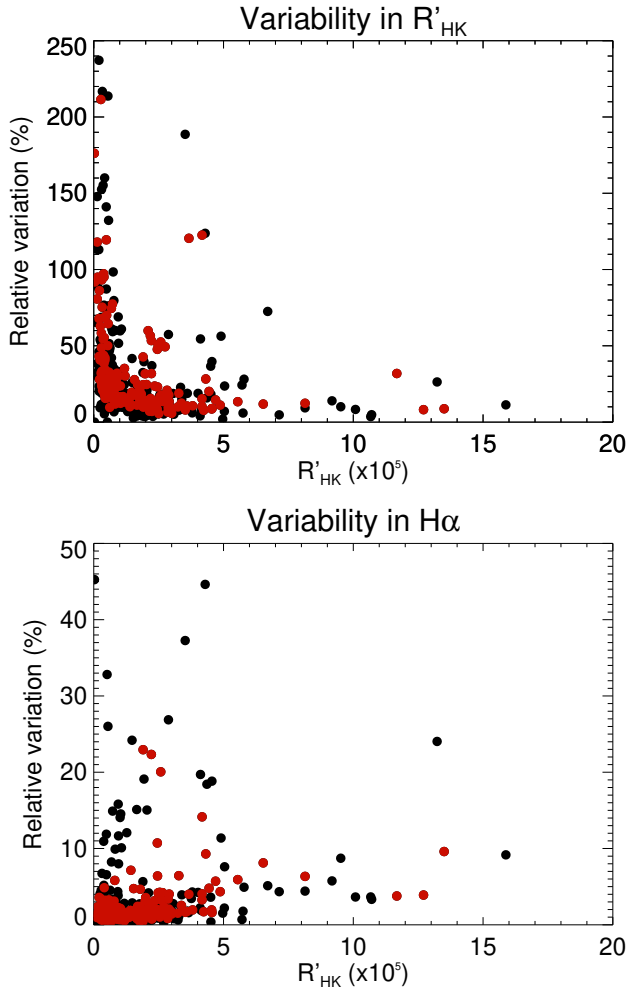


Fig. 5. Relative variability (in %) of $R'_{HK}10^5$ (upper panel) and of $S_{H\alpha}$ (lower panel) versus average $R'_{HK}10^5$ for the whole sample. The nightly sample is indicated in red.

activity indicators in at least one index, and 94% have a probability below 1% for all indexes. This means that almost all of them exhibit a significant variability (i.e. the constant model is not sufficient to explain the data). The largest proportion is in $H\alpha$, and the lowest in Ca. Among the time series with more than 20 points (not shown in the table), only one exhibit no significant variability, because it has very large uncertainties. We conclude that almost all stars are variable, i.e. even when they are usually considered as quiet stars due to their low average activity level.

Figure 4 shows the dispersion in R'_{HK} (multiplied by 10^5) versus the average activity level. There is an increase in dispersion towards more active stars, although quiet stars below -5.5 already exhibits an important dispersion well above the error on the measurements. The comparison with FGK stars (lower panel) shows that the upper boundary behaves differently: it is more linear for FGK stars, while it is not very variable for $\log R'_{HK}$ in the range -5.8 to -4.8 for M dwarfs. It is then increasing very strongly above ~ -4.7 . In the upper panel of Fig. 5, we also show the relative variation, with respect R'_{HK} , : despite a smaller absolute variability, the relative variability increases towards quiet stars. The relative variability in S_{Ca} and S_{Na} behaves similarly, but it is much flatter in $S_{H\alpha}$ (shown in the lower panel).

Table 2. Constant model

Index	$p\chi^2 < 1\%$	$p\chi^2 < 5\%$	$p\chi^2 > 50\%$
Nightly time series (177 stars)			
Ca	169 (95.5%)	173 (97.7%)	2 (1.1%)
Na	174 (98.3%)	177 (100%)	0 (0%)
$H\alpha$	176 (99.4%)	176 (99.4%)	0 (0%)
At least one	176 (99.4%)	177 (100%)	2 (1.1%)
All	167 (94.3%)	172 (97.2%)	0 (0%)
Seasons (57 stars)			
Ca	49 (87.0%)	53 (93.0%)	1 (1.8%)
Na	54 (94.7%)	55 (96.5%)	0 (0%)
$H\alpha$	55 (96.5%)	55 (96.5%)	0 (0%)
At least one	57 (100%)	57 (100%)	1 (1.8%)
All	45 (79.0%)	50 (87.7%)	0 (0%)

Notes. Number of stars (and proportions between parenthesis), with a χ^2_0 probability (i.e. for a constant model) below or larger than a threshold, for the three indexes separately or combined.

3.2. Global variability from seasons

To focus on the long term variability, we also defined seasons to apply statistical tests on binned time series. We considered bins of 150 days (to average as well as possible the rotational modulation) with at least five observations, 150 days being the typical maximum limit for the rotation period of M dwarfs Newton et al. (2018), and gaps between observations lower than 40 days inside a 150 day bin. We keep stars with at least four seasons of observations, which leads to 57 stars. The number of seasons per star is between 4 and 12, with a median of 6. 36 stars have at least 6 seasons and 14 more than 8. The span corresponding to those bins was computed, and is often smaller than the total span corresponding to the nightly time series, because the beginning or the end of the time series is not necessarily with the definition of a season, i.e. there are nights of observations outside seasons. This span takes values between 447 and 4806 days with a median of 2296 days. Note there can be more than one season per year on average over the whole time serie, hence a time span longer than the number of seasons times 365 d for a few stars in Fig. 3.

We computed the χ^2 probability for the constant model as in the previous section. The second half of Table 2 shows the proportion of stars with very low χ^2 probability and therefore a significant long-term variability. The percentages are a little lower than for the nightly time series, indicating that some stars may be dominated by short-term variability only, but they are still very large. A largest proportion of stars show a long-term variability in Na and $H\alpha$ than in Ca. Between 96.6% and 86.0% of the stars have a probability below 1% depending on the activity index.

Finally, all stars of the sample have long-term variability in at least one activity index.

4. Linear and polynomial models

We first compared the time series with linear and polynomial models. Such models were explored by Gomes da Silva et al. (2011) and Gomes da Silva et al. (2012), for about 30 stars. Gomes da Silva et al. (2011) found that for 20% of these stars, a polynomial model better explained the behaviour of the data than a linear model (suggesting the presence of a cycle) based on the F-test probability. Trends in activity indexes were also

observed, for example for GJ433 (Delfosse et al. 2013), and for a few stars in Robertson et al. (2013), suggesting the existence of very long periods. Here, we first estimate the χ^2 probability when fitting our data with those models, for both samples (nightly and seasons) and then define a criteria to quantify the degree of improvement brought by each model. This indicator and the χ^2 probabilities are then used to classify the stars into linear or polynomial categories. We also propose a method to estimate lower limit of cycle periods whenever possible by applying these criteria on synthetic time series and comparing them with observations.

4.1. Statistic based on χ^2 probabilities

We estimated the χ^2 and its probability as defined in Sect. 3 for the linear (χ_1^2) and a second degree polynomial (χ_2^2) models on the three activity index time series. We computed the percentages of stars with high (>50%) and low (<1% and 5%) probabilities. As previously set out, low χ_1^2 (respectively χ_2^2) probability means that the linear (respectively polynomial) model is not sufficient to explain dispersion of the time serie. Conversely, a high value can validate the linear (respectively polynomial) model as the dominant one. A large majority of probabilities are very low: up to 96% of time series cannot be described by a linear model for at least one of the three indexes used. Percentages are slightly smaller for the polynomial model but are still very high. As for the previous tests made with a constant model, the linear and polynomial models are most of the time not sufficient to describe the long-term and short-term variability of the chromospheric indicators time series. There are only a few cases for which the linear or second degree polynomial model is sufficient to describe the seasonal time series:

- Linear model for the Ca index series of GJ1132, GJ2049 and GJ4100 and for the Ca and Na indexes of GJ908
- Polynomial model for the Ca index series of GJ1132, GJ2049, GJ4100, for the Ca and Na indexes of GJ908, and for the H α index data series of GJ163, GJ390, GJ676A and GJ701.

4.2. Relationship between the F_{red} and F-test probability

Despite the fact that the linear and polynomial models are usually not sufficient (as shown by the very low χ_2 probabilities), they may be dominant in some cases to describe the seasonal time series. We will quantitatively check the model improvement from constant to linear model as well that from linear to second degree polynomial model by using a combination of two criteria: F-test probabilities, to check whether a model is statistically better than another one, and a ratio based on the reduced χ_2 to quantify the amplitude of the improvement. Our purpose is therefore no to try to validate the model as the only one able to explain the observed variability, but to identify what is the dominant model among the three tested.

We used the F-test defined as in Cumming et al. (1999):

$$F_{j/k} = (d_{free}). \frac{\chi_k^2 - \chi_j^2}{\chi_j^2} \quad (1)$$

where the F-value between models j and k ($F_{j/k}$) depends on χ^2 values of each model and the number of freedom's degrees (d_{free}) on the tested model (model j). In the following, 0 will refer to a constant model, 1 to the linear model, and 2 to the

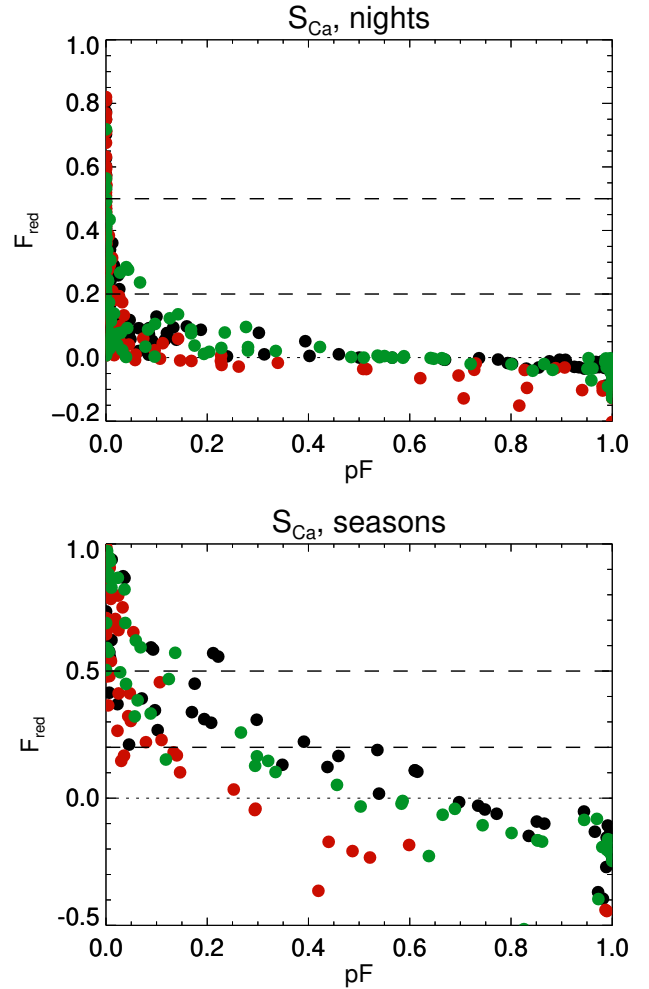


Fig. 6. F_{red} vs pF for S_{Ca}, for nightly sample (upper panel) and seasons (lower panel), and different model comparisons: linear compared to constant (black), polynomial versus constant (red), and polynomial versus linear (green). The two horizontal dashed lines indicate the thresholds used in Sect. 4.3.

second degree polynomial model. The corresponding probability, pF, is then computed. As described in Cumming et al. (1999) and Zechmeister & Kürster (2009), a low probability of $F_{j/k}$ indicates a statistically significant improvement from model k to j, while a probability close to 1 means there is no difference of dispersion between the residuals of the two models and they have a similar χ^2 .

The use of the F-test only is however not sufficient: for example, F-test probabilities of stars with more than 40 measurements all fall down to zero, for any model tested, which implies that there is always an improvement by using a more complex model that is statistically significant but this improvement is sometimes of very low amplitude and therefore not physically interesting. We therefore introduced the F_{red} ratio, as in Mignon et al. (2021), to quantify the amplitude of the improvement. The F_{red} ratio is based on the reduced χ^2 as follows:

$$F_{\text{red } j/k} = \frac{\chi_{k*}^2 - \chi_{j*}^2}{\chi_{k*}^2} \quad (2)$$

where $\chi_{k_s}^2$ is the reduced χ^2 of the k model. A F_{red} value close to 1 implies a huge improvement between the new model tested and the one used to compare, while a F_{red} value close zero implies a very slight improvement and a negative value implies there is no improvement at all.

Figure 6 shows the good correlation between F-test probabilities and F_{red} values for the Ca time series of our sample (similar relations are observed for the other activity indexes): the lowest values of F_{red} correspond to highest probabilities pF. However, a large range of positive values of F_{red} ratio correspond to low F-test probabilities. Despite the generally good correlation, the combined use of the two criteria allows to identify series for which the linear (or the polynomial model) is both statistically significant and improved by a large fraction the χ^2 . This will allow us in the following to define categories corresponding to each model. We do not use χ^2 probabilities here because they are always near to zero in our case, as the models we test are never sufficient to explain the dispersion of the series, as discussed in previous sections.

In conclusion, high values of the F_{red} ratio indicates an important improvement brought by the model, but we have to check that F-test probabilities are low enough to validate the dominant model. The use of the two criteria allows to eliminate from the linear or polynomial categories stars for which the statistically significant improvement brought by a model may be very small, or for which the large improvement is in fact not statistically significant.

4.3. Cross-analysis of the F_{red} indicators for model comparison

Before cross-analysing the F_{red} indicators for different models, we provide a few properties of the F_{red} for pairs of models for the season sample. If we consider a lower threshold of 0.5 (i.e. the second model improves the χ^2 by typically a factor of two or more compared to the first model) and pF below 5% (to retain only cases where the improvement is statistically significant), we find that a linear model strongly improves the χ^2 for 32% of the stars compared to the constant model, in at least one activity index (the percentage is between 10 and 20% depending on the index). This percentage increases to 64% for the polynomial model compared to the constant model (it naturally includes the stars for which the linear model provides a strong improvement). But if we consider independently each index, and depending on which one is analysed, the improvement is made by a polynomial model for an interval between 25 and 49% of the stars. In addition, for 40% of the stars, the polynomial model improves the fit compared to the linear model in at least one index. However, the numbers below show that it is common to have a significant model for one or two indices, but not for all indices at once.

We now combine the information on the improvement brought by the linear model compared to the constant model (notation 1/0) and by the polynomial model compared to the linear model (notation 2/1). In the following, we consider two typical thresholds for the F_{red} indicator, 0.5 (for a strong improvement, hereafter called the "strict" threshold), and 0.2 (for a weak improvement, hereafter the "non-strict" threshold). We use those thresholds to place each star into one of the three following categories, estimated separately for each activity index:

- Linear category: Stars with Fred 1/0 higher than the threshold (0.2 or 0.5, i.e. strict or not) and either Fred 2/1 lower than 0.2 or $pF_{2/1}$ higher than 5% (i.e. the polynomial fit does not improve compared to the linear fit). In the following,

stars in the linear category according to the strict threshold will correspond to "LIN", while the other in this category according to the lower threshold will correspond to "lin".

- Polynomial category: Stars which are not in the linear category, and with either Fred 2/0 higher than the threshold and $pF_{2/0}$ lower then 5%, or Fred 2/1 higher than the threshold and $pF_{2/1}$ lower then 5%. As before, the threshold on the F_{red} values is either 0.2 or 0.5. In the following, stars in the polynomial category according to the strict threshold will correspond to "POLY", while the other in this category according to the lower threshold will correspond to "poly".
- No category: all other stars are in this category.

These definitions allow to classify each star: the list of the stars within one of these categories for at least one index is shown in Table A.4: those are all the stars (126) in our sample with some significant long-term variability which can be characterised with either the linear or the polynomial model. Table 3 summarises the percentage of stars in the different categories for the nightly sample (177 stars, first half of the table) and for the season sample (57 stars, second half of the table), for both thresholds for the F_{red} value (0.2 and 0.5). For the season sample, about a third of the stars are in the linear category, and between 50% and 63% are in the polynomial category depending on the threshold. The linear and polynomial categories being exclusive for a given index, most stars are therefore in one of the two categories. Globally, 75% of the stars are in either the linear or polynomial category for one index (67% with the strict threshold). When considering the nightly sampling, the percentages are lower, because the short-term variability is present, and may prevent to reach higher values of F_{red} : however, there are still 29% of the stars in the polynomial category (low threshold) for at least one index. Globally, 55% of the stars are in either the linear or polynomial category for one index (17% with the strict threshold).

It is interesting to consider the relationship between $F_{\text{red } 1/0}$ and $F_{\text{red } 2/0}$. Figure 7 illustrates this for the Ca index (the plots for the other indexes are similar). For $F_{\text{red } 2/0}$ versus $F_{\text{red } 1/0}$, points are either close to the $y=x$ line or above. This is expected since the linear model is included in the polynomial model. The reverse is observed for $F_{\text{red } 2/1}$ versus $F_{\text{red } 2/0}$. The stars in green in the Fred 2/1 versus $F_{\text{red } 1/0}$ plot correspond to stars that are dominated by the linear trend, while stars in red tend to be the polynomial category.

We have pointed out that there is often a difference between indexes. It is sometimes due to the chosen threshold, if the star is at the limit, but it often corresponds to fundamentally different configurations: In Fig. 8, we compare the F_{red} values for the 3 indices, and we can see that they are little or not at all correlated with each other. This means that a different classification for a star in different indices is not dominated by a threshold effect.

4.4. Dependence on V-K and $\log R'_{HK}$

In order to study the dependence of occurrence rate of linear or polynomial trends on the activity level, we considered the stars from the season sample. Then, in each bin in $\log R'_{HK}$, we computed the fraction of stars which are in the linear or polynomial category in at least one activity index with the strict threshold. The same is done with the lower threshold. The result is shown in the upper panel of Fig. 9. The same is done versus T_{eff} in the lower panel. In both cases, we do not observe any dependence of the occurrence rate, meaning the long-term variability is present at all activity levels (including for very quiet stars) and all spectral types.

Table 3. Percentages of stars in the linear and polynomial categories

Index	Linear (strict, $F_{\text{red}} > 0.5$)	Linear (not strict, $F_{\text{red}} > 0.2$)	Polynomial (strict, $F_{\text{red}} > 0.5$)	Polynomial (not strict, $F_{\text{red}} > 0.2$)
Nightly time series (177 stars)				
Ca	10 (5.6%)	37 (20.9%)	8 (4.5%)	42 (23.7%)
Na	7 (4.0%)	35 (19.8%)	11 (6.2%)	33 (18.6%)
H α	4 (2.3%)	27 (15.3%)	7 (4.0%)	32 (18.1%)
At least one	17 (9.6%)	63 (35.6%)	15 (8.5%)	52 (29.4%)
All	0 (0%)	9 (5.1%)	3 (1.7%)	13 (7.3%)
Seasons (57 stars)				
Ca	10 (17.5%)	13 (22.2%)	20 (35.1%)	24 (42.1%)
Na	9 (15.8%)	9 (15.8%)	16 (28.1%)	20 (35.1%)
H α	5 (8.8%)	6 (8.8%)	10 (17.5%)	16 (28.1%)
At least one	16 (28.1%)	18 (31.6%)	28 (49.1%)	36 (63.2%)
All	2 (3.5%)	2 (3.5%)	3 (5.3%)	4 (7.0%)

Notes. Number and proportion of stars in the linear and polynomial categories (see text for definition), for each activity index or combined, and for the two F_{red} thresholds.

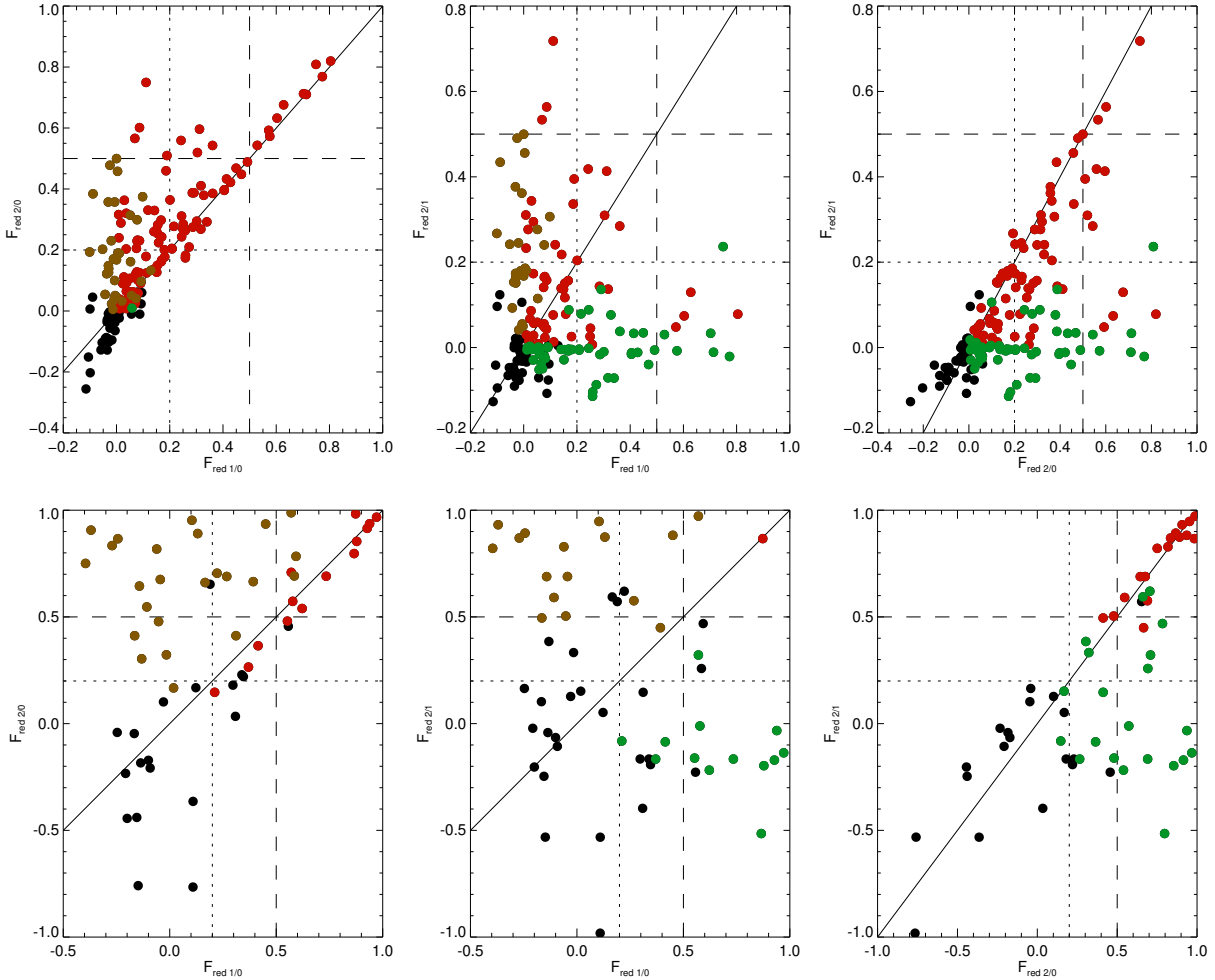


Fig. 7. Fred 1/0 versus Fred 2/0 (left), Fred 2/1 versus Fred 1/0 (middle), and Fred 2/1 vs Fred 2/0 (right) for the nightly sample (upper panels) and the season sample (lower panel), for the Ca index. The colour code indicates the degree of significance: pF of the x-axis and of the y-axis below 5% (red), pF of the x-axis below 5% (green), pF of the y-axis below 5% (brown). The dotted and dashed lines correspond to the thresholds on the F_{red} values (0.2 and 0.5) used in the analysis.

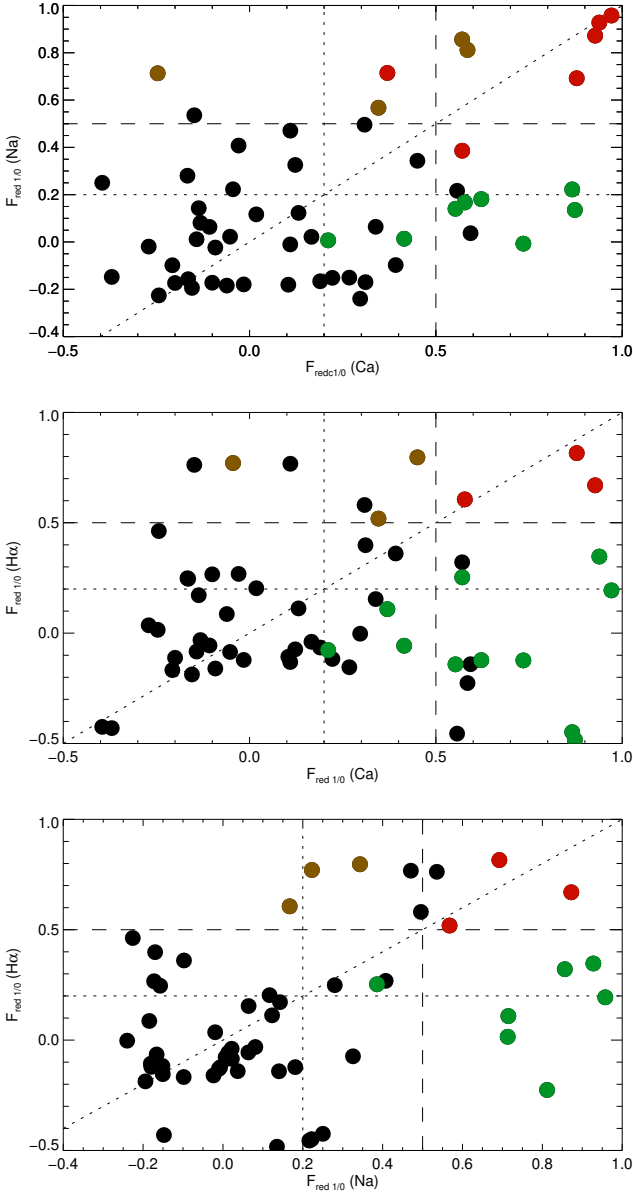


Fig. 8. Fred 1/0 for Na versus Ca (upper panel), for H α versus Ca (middle panel), and for H α versus Na (lower panel). The colour code indicates the degree of significance: pF of the x-axis and of the y-axis below 5% (red), pF of the x-axis below 5% (green), pF of the y-axis below 5% (black). The dotted and dashed lines correspond to the thresholds (0.2 and 0.5) used in the analysis.

4.5. Interpretation

The unambiguous identification of a cycle requires measurements showing its repetition over several periods. This requires data taken over a long period of time. But even if the time coverage is not sufficient for some stars, our data can be used to estimate a minimum cycle period if present. The present linear or polynomial fit analysis is not sufficient to guarantee that the signal is periodic nor even quasi-periodic (see Sect. 5.2 for this point), but we can conclude that the signal is periodic nor even quasi-periodic. However, we can conclude that if there is a linear trend over a long period, it still gives an idea of the typical

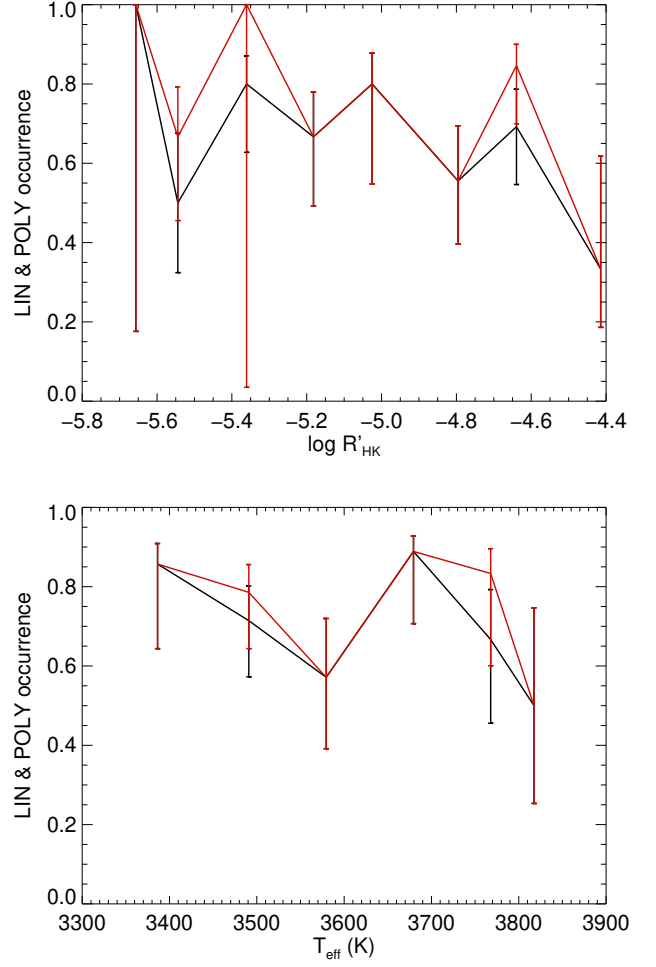


Fig. 9. Fraction of stars in the linear or polynomial category in at least one activity index versus $\log R_{HK}^*$ (upper panel) and T_{eff} (lower panel). The colour code corresponds to the F_{red} threshold: strict (0.5, black), and not strict (0.2, red). The uncertainties on these occurrence rates are at the $1-\sigma$ level, based on a binomial law.

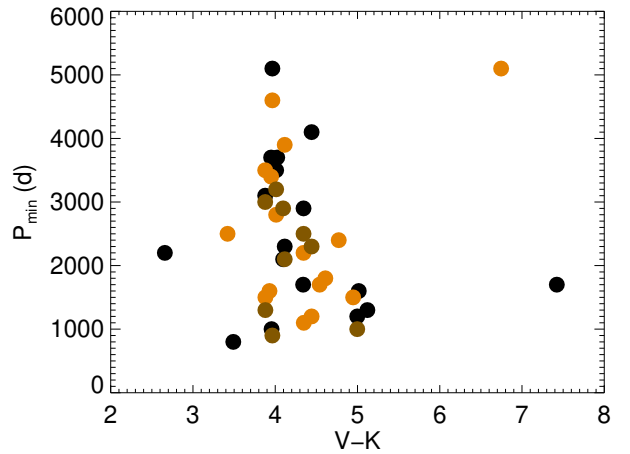


Fig. 10. P_{min} for the three chromospheric emission analysis (Ca in black, Na in orange, H α in brown) versus V-K.

timescale of the evolution, which is an interesting characterisation and may also provide clues for future observations of those stars.

We followed an approach very similar to Buccino et al. (2011) and Ibañez Bustos et al. (2019a). We used a monthly-smoothed time series of the spot number from the Solar Influences Data analysis Center (SIDC) since 1749. We scaled this time series to periods over a large range instead of the 11 yrs solar cycle, with a step of 100 days. For each star and each period scaling, we applied the observed sampling at a random phase, added some noise (corresponding to the observed short-time scale dispersion for that star inside each season) and scaled the time series in amplitude to correspond to its observed global dispersion and average level (for a given activity index). 1000 such realisations were made for each period, and we carry out on all of them linear and polynomial fits and computed the F_{red} in each case. This was done for the nightly time series and, when possible on the season time series. We then compared those F_{red} values to the observed ones and computed the percentage of simulations for which the synthetic F_{red} is higher than the observed one at a given period. More specifically, for a star in the nightly sample alone, we computed the number of simulations for which $F_{\text{red } 1/0}$ is higher than the observed $F_{\text{red } 1/0}$ (if the latter is higher than 0.2) and $F_{\text{red } 2/0}$ is higher than the observed $F_{\text{red } 2/0}$ (if the latter is higher than 0.2). When the star is also in the season sample, the test is made on four values of Fred, as long as one of the four observed F_{red} is higher than 0.2. We then obtained for each star and activity index the percentage of realisation for which a value of F_{red} as high as the observed one can be reached, as a function of period. If, for a certain period, there is more than 1% of the realisations verifying that condition, we consider that even if this tested period is not the true one, a signal at such a period would correspond to a false positive level larger than 1% based on the F_{red} criterion and therefore would not be ruled out. The minimum period for which the percentage is higher than 1% is therefore considered to be P_{min} .

The stars for which it has been possible to estimate such a P_{min} are shown in Table A.4. The values of P_{min} are indicated in Table A.5 and illustrated in Fig. 10. Out of the 128 stars which are in one of the linear or polynomial category for at least one index, we have been able to estimate P_{min} for 30 of them. 10 have a published cycle (this will be analysed in detail in Sect. 5): 8 are compatible with those publications, and P_{min} is higher than the published one for 2 stars only. Finally, 20 stars for which we have estimated P_{min} using this technique have no published cycle so far.

5. Periodic model

We now consider a periodic model to analyse the time series and focus on the nightly sample. Our approach is based on a classical Generalised Lomb Scargle (hereafter GLS) periodogram followed by a fit with a sinusoidal model when significant peaks are detected. After a validation of those detections, we present a statistical analysis of the results and a comparison between activity indexes. As emphasised by Küker et al. (2019), the notion of cycle or period makes sense only if at least two periods are observed, otherwise the repeatability is not guaranteed. However, this provides a very restricted view of the long-term variability of M-dwarfs, since a complex variability is observed in many cases, which prevent the modeling in terms of a simple sinusoidal function. The objective here is to obtain a more global view of the long-term variability and to determine the typical timescale of evolution of the stellar activity, including long periods even of

the span does not allow to cover them entirely and therefore lead to larger uncertainties on the periods.

5.1. Method

Periodic models are tested by using the GLS periodograms presented in Zechmeister & Kürster (2009), considering that a signal is convincing if its false alarm probability (fap), determined with a classical bootstrap method on 1000 permutations, is below 1%. For a maximum peak above the fap level, we fit and subtract a sinusoidal signal on the time series and repeat the process on the residual. We stop the process after the third iteration. Fits are obtained by using a least-squared optimization function which also gives the covariance matrix of the fitted parameters. We use diagonal terms of the matrix as uncertainties on fitted parameters because we consider non-correlated parameters. All parameters (and their precision) are kept to be analysed and validated in the next step of this work. This periodic analysis of the time series may return rotation period and their harmonics, as well as long time variation. Thus the detected short-term signals will be analysed in another paper.

When considering indexes for which the fits have been performed (peak above the 1% fap), the first or only peak in the periodogram corresponds to a short-term period for 29 stars, and is a long-term period for 23 stars. For all other stars, it depends on the index, with at least one peak dominated by the short-term peak and another dominated by the long-term peak.

5.2. Validation of the fits

At this stage, we identified 74 stars for which there is at least one peak above the 1% fap for at least one activity index, either short-term, long-term or both. Here we focus on the 44 stars for which there is at least one long-term peak, which we considered to be longer than 1 year (in practice the lowest period is at 420d). We adopted the following approach to validate or not those peaks.

We first computed the response of the temporal window by computing the GLS periodogram of a time series covering the full span with a time step of 1 day, with 0 when no observation is done and 1 otherwise. We eliminated any detection for which the fitted peak is at the period of an important peak in this window function. This led us to eliminate the peak detected in Ca for GJ908 and GJ191. The window periodogram strongly increases for periods above the time span, but we have not eliminated such peaks at this stage (see next paragraph) because even though the uncertainty is large (mostly towards long periods), a quantitative analysis of those stars can still be performed in some cases.

The temporal sampling of the time series is not perfect, with gaps and sometimes detected potential periods longer than the temporal coverage. The detected periods could therefore be due to aliases, with a completely different true periodicity. To identify such configurations, we built synthetic time series based on the average solar cycle shape (average of all solar cycles from the SIDC spot number), which is scaled to the period we want to test and sampled over the temporal sampling of the considered star. The addition of noise and scaling of amplitude is made as in Sect. 4.5 to correspond to the observed time series (for GJ393, GJ654, GJ667C, GJ3053, GJ3293, the comparison is made with the residuals because the long-term period is found after fitting a short-term peak). This is done for a large number of periods between 200 and 20000 days, with 1000 realisations corresponding to a random phase for each period. The GLS periodogram was computed for each realisation, the highest peak identified and

compared to the 1% fap. We then compared the period P_{peak} of those peaks with the fitted period P_{fit} , taking the uncertainties σ_{fit} on P_{fit} into account: we computed the percentage of cases (out of the peaks above the fap) with P_{peak} within $\pm 1\sigma_{\text{fit}}$ of P_{fit} and set a threshold at 1%. If there are more than 1% of such peaks, we consider that the input period is compatible with P_{fit} . This allows to identify aliases for example. Several typical examples are shown in Fig. 11. For GJ87, there is no alias and the curve is in good agreement with the fitted values. For GJ229, there is no alias, but the tail of the curve extend towards longer periods, suggesting that σ_{fit} is slightly underestimated. The same is true for GJ221, with a stronger effect. Finally, for GJ176, it shows an alias in the 2000-3000 days range above the 1% threshold, and the fitted peak has therefore not been validated. We also made similar simulations based on specific input periods, for example the fitted period from another index for the same star, taking the uncertainties into account, to complement those tests. Some of the detected aliased could be due to the specific form considered for the shape of the cycles. We also tested simple sinusoidal functions, which usually led to eliminate less cycle candidates, but chose to validate the cycles with the most conservative criteria. Finally, we note that the validation may be different from one activity indicator to the other for a given star, despite the same temporal sampling: this is likely to be due to two effects: the detected period can be different, and the short-term dispersion relative to the amplitude of the detected long-term signal differs from one index to the other.

Following these tests, we have eliminated the fitted periods for GJ149B, GJ369, GJ696, GJ1075, GJ3822, GJ3256, GJ3543 because the synthetic time series did not provide enough peaks above the fap to perform a reliable validation. This is also true for most stars for which the comparison is made with the residuals.

Several stars have also been eliminated because too many aliases were present in those simulations, i.e. GJ54.1, GJ176 (illustrated in the last panel in Fig. 11), GJ273 in $H\alpha$, GJ361, GJ880 in Ca and $H\alpha$, GJ3634, LP816-60 in Ca and $H\alpha$, GJ514 in $H\alpha$, GJ581 in Na. In addition, a few peaks have been eliminated because the uncertainty on the period is so large that the fit does not provide any information.

This leads to 26 stars with validated cycles, corresponding to 43 periods. Among those, there are two categories. First, those with a narrow peak in the curve percentage versus period, in agreement with P_{fit} and σ_{fit} , correspond to low and intermediate periods (illustrated in the first panel in Fig. 11). Second, when the period is long (of the order of the temporal coverage or longer), the lower limit of the peak in the simulation is in good agreement with P_{fit} and σ_{fit} , while there is a long tail towards long periods, sometimes up to our maximum period of 20000 days (illustrated in the first and second panels in Fig. 11). Those periods are usually close to the temporal span or higher. In the following, we keep the values found for P_{fit} and σ_{fit} obtained during the fitting procedure, but one should keep in mind that they are in general compatible with longer periods as well. The list of these validated periods is indicated in Table A.5. Most of them were identified in the analysis with the linear and polynomial analysis with the strict threshold and/or with an estimated P_{min} in Sect. 4.5, as shown in Table 5.

5.3. Statistic on detections

We validated 43 long-term periods for 26 stars, which represent 15% of the stars in our nightly sample. They are listed in Table A.5 and Table 4 summarises the percentages depending on the activity index. All validated peaks correspond to very

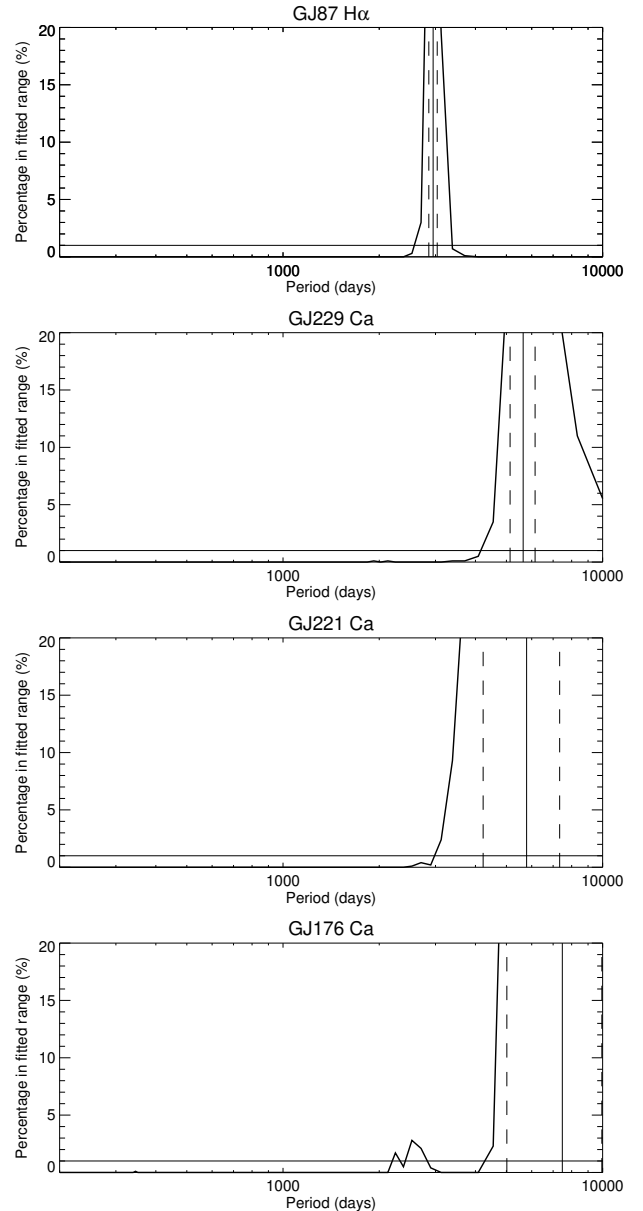


Fig. 11. Four examples of percentage of realisations versus period compatible with range $[P_{\text{fit}} - \sigma_{\text{fit}}, P_{\text{fit}} + \sigma_{\text{fit}}]$, indicated by the two vertical dashed line (P_{fit} is indicated by the vertical solid line), see Sect. 5.2 for details. The horizontal solid line indicates the 1% threshold considered for the false positive level in the analysis of the possible aliases.

low fap level (most below 0.1%). The improvement brought by the model is also good in many cases. Compared to a constant model, the F_{ref} values are between 0.12 and 0.84 (0.5 representing an improvement of the χ^2 of typically a factor 2), with a median of 0.37. 11 peaks have a F_{ref} higher than 0.5, and 41 are above 0.2. Only 3 peaks are below 0.2 (GJ447, GJ693, and GJ876, all in Na), corresponding to a significant variability based on the fap computation. We note that the χ^2 probability is always extremely small, meaning that the long-term model sinusoidal model is never sufficient, even for large values of F_{ref} , showing that there is a complex underlying behaviour of the time series (in particular due to the presence of the short-term variability in many cases). This is also not surprising, since we do not expect

Table 4. Percentage of stars with a detected cycle (fully characterised or constraint with P_{\min})

Index	Validated peak > fap 1%	P_{\min} from LIN/POLY
Ca	17 (9.6%)	18 (10.2%)
Na	16 (8.8%)	18 (9.9%)
H α	11 (6.1%)	10 (5.5%)
At least one	26 (14.7%)	30 (16.6%)
All	4 (2.2%)	6 (3.3%)

Notes. Number of stars (out of the 177 stars in the nightly sample) with a validated long-term chromospheric emission peak (see Sect. 5.1 and 5.2) or an estimated minimum period from the linear and polynomial analysis (see Sect. 4.5). We refer to section 4.3 for the definition of the LIN and POLY categories.

Table 5. Stars with the best constraints from our chromospheric emission analysis

strict LIN or POLY	P_{\min}	(strict LIN or POLY) and P_{\min}	None
Stars with no chromospheric long-term peak above the 1% fap			
GJ91	GJ213	GJ406 (L) (P_{phot})	all other stars from the nightly sample (90 stars)
GJ93	GJ341 (Trend phot)	GJ436	
GJ163	GJ3082	GJ849 (L) (P_{phot})	
GJ173	GJ3148 (P_{phot})		
GJ179	GJ3307		
GJ180 (P_{phot})	GJ3404		
GJ208 (P_{phot})	GJ3470		
GJ390	GJ3502		
GJ645	GJ3528		
GJ682	GJ3591		
GJ699 (L)	GJ3804		
GJ740 (L)	GJ3874		
GJ864	GJ4001 (P_{phot})		
GJ1001	GJ4092		
GJ1100	GJ4100		
GJ1132	GJ9133		
GJ2056 (P_{phot})	GJ9360		
GJ2066 ($2P_{\text{phot}}$)			
Stars with a chromospheric long-term peak above the 1% fap, validated			
GJ191	GJ887	GJ87 ($2P_{\text{phot}}$)	GJ701
GJ433		GJ221 ($2P_{\text{phot}}$)	GJ752A (L) ($2P_{\text{phot}}$)
GJ447 (L) (P_{phot})		GJ229 (L) ($2P_{\text{phot}}$)	GJ880 ($2P_{\text{phot}}$)
GJ581 (L) (P_{phot})		GJ273 (L) (P_{phot})	GJ9425 ($2P_{\text{phot}}$)
GJ588 (L)		GJ317 (L)	GJ9592
GJ676A (L) (P_{phot})		GJ536	
GJ832 (L) ($2P_{\text{phot}}$)		GJ628 (L) ($2P_{\text{phot}}$)	
GJ876 (P_{phot})			
Stars with a chromospheric long-term peak above the 1% fap, not validated			
GJ696 (P_{phot})	GJ654	GJ149B	GJ54.1
GJ1075 ($2P_{\text{phot}}$)	GJ3822	GJ176 (L)	GJ361
GJ3256		GJ393 (P_{phot})	GJ369
GJ3543		GJ908 (P_{phot})	GJ667C (L)
		GJ3135	GJ676A (L) (P_{phot})
		GJ3341	GJ680 (L) ($2P_{\text{phot}}$)
			GJ3053
			GJ3293
			GJ3634 (P_{phot})

Notes. The three first columns identify how we classified the star, using the strict criterion ($F_{\text{red}} > 0.5$) with the linear or polynomial analysis in at least one chromospheric index, and/or if this criteria has allowed us to determine a minimum period (see Sect. 4.5 and Table A.4). Validation of peaks when using the sinusoidal model is performed in Sect. 5.2. (L) indicates that a long-term cycle has already been published for that star (see Table A.5 for the references). P_{phot} , $2P_{\text{phot}}$ or Trend phot indicate that we fitted one or two sinusoidal functions on photometric time series, with a peak above the 1% fap. All stars are from the nightly sample. We refer to section 4.3 for the definition of the LIN and POLY categories.

the long-term variability to be sinusoidal, as shown by the best known example, the Sun.

As pointed out above and seen in Table A.5, in many cases, periods have been validated in more than one activity index (5 stars with the three indexes, and 7 with two indexes) but often with different values. Only for three out of these 12 stars (GJ536, GJ832, GJ880) the periods are similar, otherwise there is always one index with a period completely different from the other(s). A visual examination shows that in some cases, the behaviour is indeed very different, in particular the very long-term variability (trend) not seen for all indexes. For example, for GJ87, the long-term trend clearly seen in Ca, is not seen in H α . In some cases, the behaviours of the two indexes are very similar, and it is likely that we are at the limit between two periods, which are not aliases from each other but probably due to the fact that both periodicities are present (although our sampling does not allow us to characterise this aspect in more details here). Finally, we find more cycles in Ca compared to Na and H α despite the lower SNR of the spectra. In H α , the number of validated cycles is much lower, suggesting a different behaviour. The same is true for the number of stars for which we have been able to estimate P_{\min} in Sect. 5.

5.4. Limitations

During the fitting and validation procedure, we identified a number of limitations which are discussed now. First, it is likely that the long-term modulation is complex, with the possible existence of adjacent cycles with different amplitudes, for which the periodic model is not the best for example. This will be discussed in more details in Sect. 6 when comparing with photometry, as there are cases with possibly different periods for adjacent cycles. The signal is therefore not necessarily periodic in that respect: the validation protocol does not take all these effects into account however. Our typical temporal sampling of the chromospheric emission time series are not good enough to investigate this problem in more details. The shape of the cycle is not always sinusoidal (as already mentioned for two M dwarfs by Robertson et al. 2013, and well-known for the Sun), and the periodogram analysis is not entirely adapted for this type of shape, as it may be necessary to consider to 2 periods to model properly such a shape (see for example GJ9425). This will also be discussed in Sect. 6. We often find different periods for the three indexes for a given star, suggesting different behaviours. This will be discussed in more details in the next section.

Finally, the rotational modulation is also very complex: the short-term variability will be studied in detail in a dedicated paper, but we note that here it may prevent in some cases to obtain good enough residuals allowing to detect long-term periods. We examined in more detail the impact of fitting both short-term and long-term time series (with a two sinusoidal model) for a few stars for which the short-term modulation was important (peak in the periodogram above the 1% fap) and in some cases may have prevented the long-term fit to be performed in our protocol. We identified the following configurations:

- GJ536 (Ca, Na), GJ581 (Na), GJ588 (Ca), GJ3543 (Na), LP816-60 (Ca, H α): they correspond to peaks which were not validated above, but the two sinusoidal fit confirm the robustness of these periods. For GJ581, the Na period is in addition compatible with the validated Ca period. The situation is similar for GJ588, the Ca period is compatible with the validated Na period.
- GJ87 (Ca), GJ229 (Ca), GJ693 (Na), GJ752A (Ca, Na), GJ880 (all indexes): the two sinusoidal fit confirms the validation of the peaks made above. In addition the residual shows some power above the 1% fap, around 200 days for GJ87 and 700 days for GJ229. For GJ229, it is in good agreement with the fitted validated in H α , showing that this secondary period may also be present in Ca.
- GJ654 (Ca, H α), GJ667C (Ca, Na), GJ699 (Ca), GJ701 (Ca, Na, H α), GJ3822 (Ca, Na), GJ3341 (Ca, Na): some long-term variability is certainly present but the data do not allow it to be characterised even after the subtraction of a short-term signal, and the long-term signal not validated in the first stage remains insufficiently robust in this second stage.
- GJ551 (all indexes): the rotation period is strongly dominant, and a two sinusoidal fit confirms that the long-term variability can not be well studied for this star.

6. Discussion

In this section, we first compare the fitted periods with the published ones for stars with previously published cycles. Then, we used published photometric measurements for some stars to compare their periodicities with those from the chromospheric indices. This can help to understand the different periods found and the respective role of spots and plages. Finally, we analyse the property of cycles in M dwarfs and discuss some impact on dynamo processes.

6.1. Comparison with published cycles

The complete list of published cycles that we are aware of is shown in Table A.5. Some of them correspond to the analysis of relatively large surveys (Suárez Mascareño et al. 2016, 2018; Küker et al. 2019) while others are dedicated to detailed studies of individual targets. Some periods are longer than the temporal coverage, as in our analysis, suggesting the presence of extremely long cycles even though they are still difficult to characterise. More importantly, the period published for certain stars is not compatible between publications. This is the case for GJ581 and GJ832. It is therefore important to compare and discuss these differences. This is done in several steps. The first of those step is presented in this section, with a comparison between our results and those published.

Out of the 26 stars with at least an identified and validated long-term period, 13 have long-term periods published in the literature. The majority comes from photometric determinations of Suárez Mascareño et al. (2016), some others were obtained via chromospheric indexes by Ibañez Bustos et al. (2019b), Robertson et al. (2013), Oláh et al. (2016), Gomes da Silva et al. (2012), and Perdelwitz et al. (2021), and by a combination of the two by Buccino et al. (2011). In this section, we directly compare these fitted periods and their uncertainties to identify if they are compatible or not based on the uncertainties on periods. In addition, we performed simulations on synthetic series similar to those described in Sect. 5.2, but using the published period as inputs, to check if the percentage of highest peaks (out of the realisations with highest peak above the fap) compatible with our analysis.

This comparison concerns 14 stars. The results are shown in Table 6, indicating at which σ level they are compatible, and the percentage of realisations made with the published period providing a peak within $\pm 1\sigma$ of our fitted period. All configurations are observed. The periods are completely compatible for 3 stars only. For 3 additional stars, there is a compatibility between one of our periods and the publication (or one of them), but not all,

which may be explained in part by the fact that in many cases, we found different periods depending on the activity index, and reflect the complexity of the behaviour between different indicators. For all others, it is either very marginally compatible or not compatible.

6.2. Comparison with photometry

Given the very low compatibility rate between publications, a second step to investigate this issue is therefore to compare in more details the results we obtained based on the chromospheric time series and in photometry. This is important because the above comparisons are mostly made with published periods obtained using photometric time series (sensitive to spots and plagues), while the analysis presented in the previous section is based on chromospheric emission (mostly sensitive to plagues).

6.2.1. Data and method

We retrieved photometric data from the public archive of the All Sky Automatic Survey (ASAS, Pojmanski 1997, 2002) for the following stars: 1/ those for which we have identified a long-term peak above the fap in the chromospheric time series, whether validated or not in Sect. 5.2; 2/ those with a constraint on P_{\min} estimated from the linear and polynomial analysis in Sect. 4.5; 3/ those within a linear or polynomial category when considering the strict threshold ($F_{\text{red}} > 0.5$) in at least one of the sample (nightly or seasons) and at least one activity index. The objective here is to perform an extraction from the archive based on the argument that those stars very likely to have long-term variability, whether we have been able to characterise it in a quantitative manner or not. They are summarised in Table 5. In addition, we have retrieved the photometric time series for a few stars which are not in our sample or with not enough points in our chromospheric emission time series, but with interesting properties from the literature (for example incompatible periods): GJ205, GJ358, GJ729, and GJ803. Stars with unreliable photometry are then removed (magnitude depending on the aperture, suggesting the impact of another star close to the line of sight), leading to the analysis of 77 stars.

The processing was performed as follows. As in Buccino et al. (2011), we selected only quality A and B data, from which we produced a weighted (by the uncertainties) average of the different apertures. To eliminate outliers, the dispersion is first estimated from a Gaussian fit on the distribution of values. Data outside the 3σ are then eliminated. The GLS periodograms of the time series were computed as well as the fap at the 1% level. The highest peak was identified and, if above the 1% fap, was fitted using a sinusoidal function. When the periodogram is dominated by the rotation modulation while a long-term peak above the fap is also present, a two sinusoidal fit was performed to be able to provide the long-term period. The fits are primarily made on all points, but are also checked on 100 days binned data for robustness.

The highest peak above the fap is the long-term peak for 35 stars, and the short-term peak for 16 stars; for 32 stars there is no peak above the 1% fap. This is a different proportion from the chromospheric emission analysis, despite a better temporal sampling here (better adapted to characterize the rotation), probably because we have biased our sample to study stars for which there was hint of long-term variability in the chromospheric emission.

6.2.2. Photometric cycles

We have identified 37 stars with at least a long-term photometric period, several of them not published yet: 15 out of the 26 stars with at least a validated chromospheric period, 7 out of the 18 stars for which the chromospheric peaks were not validated. For stars in categories 2 or 3: 11 stars have at least a long-term period or a trend, most of them not published yet. For stars for which a single peak has been detected, we can compare with published values in 17 cases: there are all in agreement. GJ803 and GJ341 mostly present a trend so are not listed in this table either. We note that 8 of these stars have a period longer than the temporal coverage of the photometric time series. The fits are shown in Fig. B.2. The list of periods is shown in Table A.5, for those not analysed with two sinusoidal models in the next section. For 17 stars, two long-term peaks above the fap have been identified, and these stars are studied in more detail in the next section.

For stars for which we have validated at least a chromospheric period, we compare them with the photometric one, following a procedure similar to what was presented in the previous section. As before, there is agreement for a few stars and disagreement for many others. In addition, for some stars, it is compatible for one of the activity index but not the other. Furthermore, there are 5 stars with a published long-term period for which we do not find a peak above the 1% fap level (GJ191, GJ317, GJ588, GJ740, GJ3822). GJ317 and GJ588 have a peak between 10% and 1% however.

6.2.3. Double periods and complex variability

In this section, we focus on the analysis of photometric time series when its long-term variability is complex. We identified 18 stars for which there are two long-term peaks above the fap at 1%, and we examined if a two sinusoidal function fits these variations better than a one sinusoidal one. A few such stars have been studied by Suárez Mascareño et al. (2016), Ibañez Bustos et al. (2019a) and Küker et al. (2019), showing that two periodicities could be simultaneously present. For 15 of them, the two sinusoidal model is statistically better than the one sinusoidal model, and produces a robust determination of the two periods (i.e. the F-test probability is extremely low, always below 0.1%, agreement between fits made on all values and on binned values). The fits are shown in Fig. B.3. For five of them, only one of the periods was previously published, and P2 dominates in two cases. Two periods were published for two stars in the same publication, and two in different publications. Finally, there are six stars for which both periods are new. The list of periods is shown in Table A.5. For the 3 remaining stars, although the two sinusoidal fit is also better than the one sinusoidal fit, it is less robust and therefore not kept in our final table, as there is a possible alias between two periods for one of the components: GJ208, GJ676A, and GJ803.

We discuss below a few cases for which there is some disagreement between our results and previous publications and/or between previous publications:

- GJ205: Cincunegui et al. (2007a) have published a period of 1350 days, Suárez Mascareño et al. (2016) two periods of 1424 and 3945 days, and Küker et al. (2019) a period of 1279. Here we find two periods of 1296 and 3227 days. The latter is compatible at the 2σ level with the second period found by Suárez Mascareño et al. (2016). The analysis of Küker et al. (2019) on the other hand did not lead to the longest period because their analysis was biased towards

Table 6. Compatibility between our periods and published cycles

Star	Activity Index (this paper)	Fitted Period (d)	Reference	Fitted period (d) (published)	n σ range	Percentage in our fitted	Status
GJ273	Ca	1975±49	(1)	2411±475	1 σ	5.4%	compatible, published σ large
	Ca		(6)	1013	>3 σ	0.2%	not compatible
GJ317	H α	2133±60	(1)	1899±110	2 σ	9.6%	compatible
GJ880	Ca	4685±354	(6)	5779	1 σ	16.9%	compatible
	Na	5330±418	(6)		1 σ	21.4%	compatible
	H α	5203±584	(6)		1 σ	27.2%	compatible
GJ514	Ca	980±265	(1)	3616±1388	2 σ	0.4%	very marginal, published σ very large
GJ581	Ca	1419±72	(1)	2265±329	2 σ	0.9%	very marginal
	Ca		(2)	1633±93	2 σ	7.9%	compatible
	Ca		(7)	1407	1 σ	36.7%	compatible
GJ588	Na	2977±174	(1)	1899±256	3 σ	0.1%	very marginal
GJ832	Ca	2357±69	(1)	4821±1534	1 σ	0.7%	very marginal, published σ very large
	Na	2346±76	(1)		1 σ	1.1%	very marginal, published σ very large
	Ca	2357±69	(7)	1726	3 σ	0.1%	not compatible
	Na	2346±76	(7)		3 σ	0.2%	not compatible
GJ447	Ca	2064±120	(1)	1496±110	3 σ	0%	not compatible
	Ca		(3)	1956±98	1 σ	41%	compatible
	Na	806±16	(1)	1496±110	>3 σ	0%	not compatible
	Na		(3)	1956±98	> 3 σ	0%	not compatible
GJ628	Ca	4155±258	(1)	1607±73	> 3 σ	0%	not compatible
	Na	1460±44	(1)		2 σ	15.4%	compatible
GJ676A	H α	1726±72	(1)		1 σ	22.9%	compatible
	Na	740±15	(1)	2739±219	>3 σ	0%	not compatible
	H α	2982±269	(1)		1 σ	39.7%	compatible
	Na	740±15	(7)	1224	>3 σ	0%	not compatible
GJ752A	H α	2982±269	(7)		>3 σ	0%	not compatible
	Ca	5822±562	(1)	3396±694	2 σ	1%	very marginal, published and fitted σ large
	Ca		(4)	2704±289	2 σ	0%	not compatible
	Na	1255±36	(1)	3396±694	2 σ	0%	not compatible, published and fitted σ large
	Na		(4)	2704±289	2 σ	0%	not compatible
GJ229	H α	4947±31	(1)	3396±694	2 σ	4.5%	compatible, published and fitted σ large
	H α		(4)	2704±289	2 σ	0%	not compatible
	Ca, H α	5640±506	(1)	3068±110	>3 σ	0%	not compatible
	Ca		(4)	1627±23	>3 σ	0%	not compatible
LP816-60	H α	713±8	(1)	3068±110	>3 σ	0%	not compatible
	H α		(4)	1627±23	>3 σ	0%	not compatible
	Na	606±14	(5)	3872±621	>3 σ	0%	pas compatible

Notes. The activity index in the second column corresponds to our fitted period, shown in the third column. For clarity, the period is not repeated when similar to the one indicated above. The published periods (fifth column) may have been obtained with a different indicator (see text in Sect. 6.1): (1) Suárez Mascareño et al. (2016), (2) Robertson et al. (2013), (3) Ibañez Bustos et al. (2019b), (4) Buccino et al. (2011), (5) Oláh et al. (2016), (6) Perdelwitz et al. (2021), and (7) Gomes da Silva et al. (2012). As there is no uncertainty for the periods published by Perdelwitz et al. (2021), we have used 100 d for GJ273 and 1500d for GJ880 from the approximate width of the peak in their periodogram. Similarly, for Gomes da Silva et al. (2012), we used an arbitrary uncertainty of 10% of the published periods. $n\sigma$ indicates to which level the fitted period agrees with the published period. The percentage is derived from the analysis of synthetic time series made for the published period (based on their estimated uncertainties) and producing a highest peak within 1 σ of our fitted period (see text for more detail).

short cycles. However, given the amplitudes and behaviour of the light curve, we estimate that the longest period is the dominant one (see below).

- GJ358: Suárez Mascareño et al. (2016) and Küker et al. (2019) published periods of 1790 and 1680 days respectively. However, there is a strong long-term trend to the data, which certainly can not be modeled by only by one periodic component of such period. In addition to a similar period (our fit gives 1656±16 days), we also find that the dominant period is much longer: our fit provides a period of 7627 days, with

an uncertainty we consider to be under-estimated however (60 days).

- GJ729: Suárez Mascareño et al. (2016) found a period of 2593 days, Küker et al. (2019) a period of 1790 days, and Ibañez Bustos et al. (2020) two periods of 297 and 1521 days. The analysis of this time series is complex. The periodogram shows two peaks above the 1% fap, at 750 and 2128 days, the latter being not far from some of the previous measurements. The 750 days is dominant however, and a one sinusoidal fit indeed provides this value. The two sinusoidal

fit, with guesses at the periods provided by the periodogram, leads to periods of 758 and 3561 days, the latter being not well constrained. It looks like a modulation of the average level superposed on the primary sinusoidal.

- GJ803: Suárez Mascareño et al. (2016) published a period of 2776 days, Ibañez Bustos et al. (2019a) two periods of 1811 and 5950 days, and Küker et al. (2019) a single period of 1753 days (again because they do not consider long periods). As for GJ358 however, the time series can not be modeled by one of these short periods only, so that the model by Ibañez Bustos et al. (2019a) is the most realistic of the three. We also found that the two sinusoidal fit significantly improved the fit compared to the one sinusoidal model. However, although we also found the very long period, the fits based on a short period of ~ 1000 days and of ~ 2000 days gives similar χ^2 , we have therefore decided to keep this star in the one sinusoidal fit category, although in this case it provides only a trend because the one sinusoidal fit is far from sufficient to explain the data. We therefore do not include our parameters in Table A.5 for that star.

Although the two periods identified for those stars are significant, the interpretation of their meaning may be different. Let us first consider the solar case for reference. The dominating cycle is by far the Schwabe cycle of 11 yrs cycle, which corresponds to the magnetic field reversals every 22 yrs. The spot number also exhibits a much longer periodicity of about 90 yrs corresponding to the Gleissberg cycle (Gleissberg 1939, 1955), which corresponds to a modulation of the amplitude of the Schwabe cycles, and is likely to be related to the dynamo process (e.g. Chowdhury et al. 2013, within the frame of a study of much longer timescales). On the other hand, there is also some variability at shorter time-scales, with Rieger-type periodicities of a few months around 150 days seen in various indexes (e.g. Rieger et al. 1984; Lean & Brueckner 1989; Gigolashvili et al. 1995), or with a quasi-biennial oscillations (e.g. Sakurai 1981; Vecchio & Carbone 2009). Noticeably, the short-term variability appears to be related to flares or spots for example, but not to the more extended plages (Lean & Brueckner 1989). They correspond to a modulation of the activity level superposed to the global cycle, but does not necessarily correspond to global magnetic field reversal for example (however see Saar 2011, and references within). They could for example be related to the emergence of large complexes and structure lifetimes. They are very variable in period, time of occurrence (for example phase of the cycle) and do not correspond to a strictly periodic signal. Finally, a periodic signal which is not strictly sinusoidal may need a two sinusoidal model to properly represent the time series.

In our analysis, when identifying two periods P1 and P2, with $P1 > P2$, either P1 or P2 is the main periods in most cases. We propose to distinguish between these different configuration based on the visualisation of the fitted curve, in particular the position of the minimum by analogy to the solar cycle, and the relative amplitudes and periods of the components:

- P1 dominates in amplitude over P2 and P2 represents a modulation of the amplitude of the cycle: GJ221, GJ514, GJ729, GJ752A, GJ2066
- P2 dominates in amplitude over P1, and P1 represents a modulation of the variability at scales smaller than P2: GJ87, GJ205, GJ229, GJ358, GJ628, GJ680, GJ832, GJ1075, GJ9425. An extreme case of this configuration is seen in GJ9425: the two sinusoidal functions describe better the solar-type shape of the cycle, with a sharp increase and a slow decrease. For this star, P1 is not really a period related

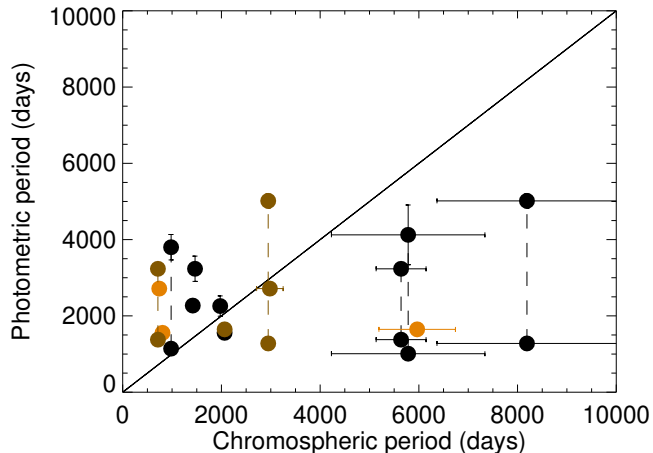


Fig. 12. Photometric cycle period versus chromospheric period (Ca in black, Na in orange, $H\alpha$ in brown). Double photometric periods for the same star are linked with a dashed line. The solid line indicate the $y=x$ line.

to any physical process but is only related to the fact that the sinusoidal model is not perfect.

- There is no clear dominance between the two periods: GJ880

Some of them are however ambiguous, such as GJ205 or GJ752A.

6.2.4. Comparison between our chromospheric and photometric periods

For 10 stars, we estimated cycle periods using both at least a chromospheric index and photometric data. We compare them in Fig. 12. In seven cases, the photometric period or one of the photometric period when a two sinusoidal function has been used is in reasonable agreement with one of the chromospheric emission estimation, either at the $1-\sigma$, $2-\sigma$, or $3-\sigma$ level. However, there is not strong correlation when considering all estimations. The main reason for this is most likely the simultaneous presence of two periods, either from the photometric time series, or because two chromospheric indicators provides different estimates. We conclude that different activity indicators are not sensitive to the same periods.

6.2.5. Spot or plage-dominated stars

The comparison of chromospheric and photometric variability allows in principle to determine whether the stellar photometry is spot-dominated (correlation between Ca emission in plages and photometry) or plage-dominated (anticorrelation). Such an approach has been explored in detail for FGK stars (Radick et al. 1998; Lockwood et al. 2007; Radick et al. 2018), with the following general results: all young active stars are spot-dominated (even though they have a much stronger chromospheric emission), while most older quieter stars are plage-dominated. A few of those quiet stars are spot-dominated, but this could be explained by inclination effects (Meunier & Lagrange 2019a). On the other hand, it is generally admitted that M dwarfs are spot-dominated, and this is usually the assumption made when attempting to correct for the activity signal when searching for exoplanets, despite the chromospheric variability (which is often

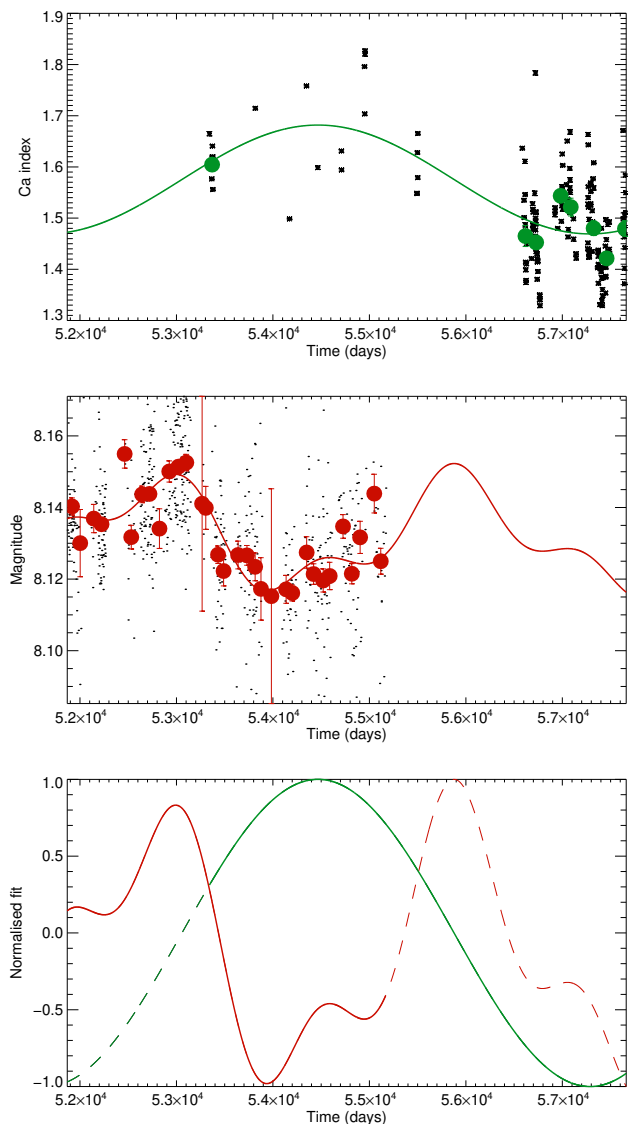


Fig. 13. Chromospheric variability (upper panel, with season points in red and fit) and photometric variability (middle panel, with 1000-binned points in green and fit) for GJ229. The lower panel shows a superposition of the fits, normalised in amplitude, and in dashed when no observation is available.

considered as an activity indicator). Previous works have indeed shown that this was the case for a few stars (e.g. Buccino et al. 2011; Mallonn et al. 2018; Toledo-Padrón et al. 2019), and that the plage/spot ratio appears to be smaller than for the Sun (Gondoin 2008). Theoretical work supports this by showing that there are not necessarily bright photospheric structures on M dwarfs (Beek et al. 2011, 2015), with a reversed contrast of plages for this type of stars compared to solar type stars (Johnson et al. 2021). This is however puzzling since the strong chromospheric emission of M dwarfs suggests the presence of plages, unless it is due to a different behaviour in the photosphere and chromosphere. In some cases, the domination of spots could be due to the low contrast of plages. To make this scheme more complex, for some M dwarfs it was found that plages are dominant conversely to the general case (e.g. Kürster et al. 2003; Buccino et al. 2011) and that some very active M dwarfs exhibit very

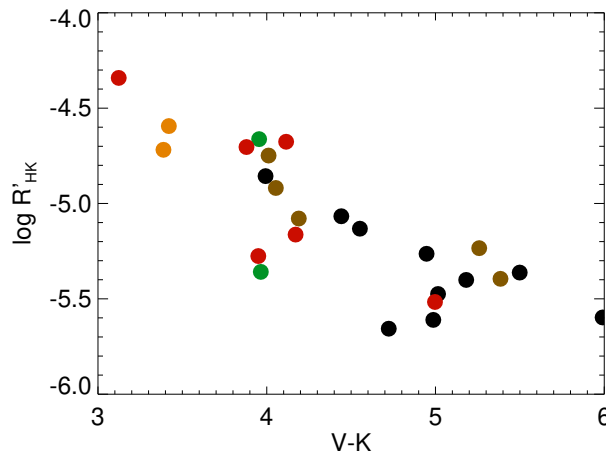


Fig. 14. $\log R'_{HK}$ versus V-K for stars for which we have conducted a comparison between chromospheric and photometric long-term variability to estimate if they are spot or plage dominated: spot dominated (black), plage dominated (green), flat variability in photometry despite a significant long-term cycle in chromospheric emission (brown), out-of-phase curves (orange), and complex relationship (red).

large plage filling factors Saar & Linsky (1985); Johns-Krull & Valenti (1996); Houdebine (2009).

We compared the long-term variability between chromospheric emission and photometric variabilities, as illustrated in Fig. 13. Although most are spot-dominated, we find 2 stars which are plage-dominated. We confirm that GJ229 is plage-dominated, as found by Buccino et al. (2011), and this is also the case for GJ87. For six stars, the photometric time series does not show any long-term variability, despite the significant long-term variability of the chromospheric emission, suggesting that they may be between the two regimes. For two stars (GJ221 and GJ9425), there is a strong difference in phase showing that it is neither correlated nor anti-correlated. This type of shift in phase has been discussed for example by Buccino et al. (2011), and is not seen for the Sun, showing a complex behaviour. In addition, for 6 stars, it was impossible to conclude because the periods were too different, pointing out a complex relationship between the two observables. Figure 14 shows these stars in a $\log R'_{HK}$ - V-K diagram. The different categories tends to be spread over all ranges (except for the out of phase curves, but there are only two such stars), but stars redder than V-K=4.2 are largely spot-dominated, while they are absent for bluer stars.

6.3. Dependence on V-K and $\log R'_{HK}$

Figure 15 shows the average $\log R'_{HK}$ vs V-K for the stars in our nightly sample. Stars with some long-term variability are shown, at different levels of characterisation. In both cases, they are spread over the whole range in V-K and in $\log R'_{HK}$, showing that dwarfs of all spectral types or average activity levels exhibits some long-term variability.

Figure 16 shows the amplitude of the signal we fitted on the chromospheric emission and photometric time series versus period, V-K, and $\log R'_{HK}$. For the two sinusoidal photometric fits, the amplitude of the resulting two-component model is used for this plot. There is generally a large dispersion, with no obvious trend. For FGK stars, there is a large dispersion for active stars and an upper envelope increasing with average $\log R'_{HK}$ (Lovis

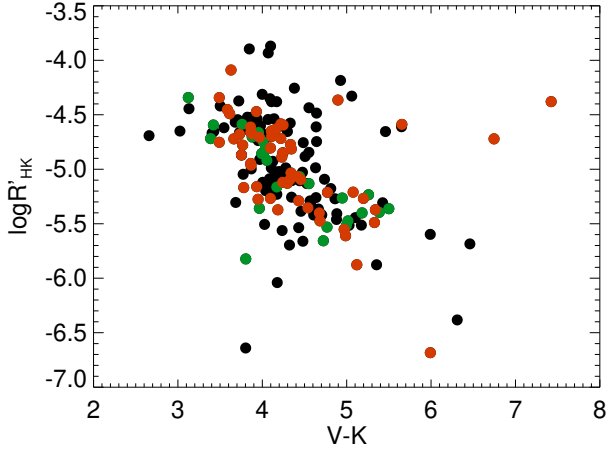


Fig. 15. $\log R'_{HK}$ versus V-K for all stars in our nightly sample: in green, stars with a validated long-term chromospheric emission periodicity; in red, stars with a validated long-term variability in the linear or polynomial analysis, but without an estimation of the period (or only a P_{\min}); in black, all other stars from the nightly sample.

Table 7. Spot or plage dominated stars

Star	Regime	Reference
GJ87	plage	This paper
GJ221	not in phase	This paper
GJ229	plage	Buccino et al. (2011), this paper
GJ273	spot	This paper
GJ317	spot	This paper
GJ433	none	This paper
GJ447	spot	This paper
GJ514	spot	This paper
GJ581	spot	This paper
GJ588	spot	This paper
GJ628	complex	This paper
GJ699	spot	Toledo-Adr3n et al. (2019)
GJ701	none	This paper
GJ752A	spot	Buccino et al. (2011)
GJ754	none	This paper
GJ832	complex	This paper
GJ876	spot	This paper
GJ880	complex	This paper
GJ887	complex	This paper
GJ908	complex	This paper
GJ1214	spot	Mallonn et al. (2018)
GJ2126	complex	This paper
GJ3634	complex	This paper
GJ9425	not in phase	This paper
GJ9592	none	This paper
LP816-60	none	This paper

Notes. "none" means flat photometry while there is a long-term chromospheric emission variability, which could mean being at the limit between the two regimes. "not in phase" means that there is a long-term variability in both chromospheric emission and photometry, with similar periods, but the signal are neither correlated nor anticorrelated. "complex" means that the curves are too different, usually because of very different periods, to be able to make such an analysis.

et al. 2011; Meunier et al. 2019), which is not observed here. In addition, Su3rez Mascare3no et al. (2018) found a correlation between the amplitude of the rotationally induced signal with the average activity level, which does not seem to be present for the long-term variability. There may be a trend showing smaller amplitudes of the signal for the quietest stars (in chromospheric emission), but the sample is too small to conclude, and nothing is seen in photometry, for which very quiet stars on average can reach an amplitude of 20 mmag. This is in contrast with the rms of R'_{HK} computed over the whole sample in Sect. 3.1, which shows a general increase of the upper boundary with average activity level. This could be due to a different behaviour of stars with a cycle, or due to the limited sample of stars with a cycle which may prevent to characterise this upper limit precisely.

We now consider the periods versus V-K and average $\log R'_{HK}$, in Fig. 17. The periods found for the three chromospheric indexes are superposed in the upper panels. For the photometric periods, both periods are represented when a two sinusoidal fits has been made. We do not observe any trend. Finally, Fig. 18 shows the distribution of all periods, separately for our chromospheric estimates, photometric estimates, and all values including the published ones (note that when several estimates have been made for a given star, all are counted in these distributions). Periods cover a wide range (factor ~ 30), with no strong difference between methods.

6.3.1. Filling factors

For each star for which we measured a photometric amplitude, we estimated the corresponding spot filling factor (ff) variation (Δff). We neglected the presence of plages. We use the spot temperature derived from Berdyugina (2005), from which we derive a spot temperature contrast for each star and then a flux contrast C at 545 nm (middle of the V band corresponding to the ASAS photometry). For our stars, this contrast is typically between 0.6 and 0.8 depending on T_{eff} . The amplitude in magnitude is transformed into a flux amplitude, ΔI . A lower limit for the spot filling factor variation Δff was then computed as $\Delta I/C$ and is a fraction of the disk. This is a lower limit because of projection effects due to spots that may not be at disk center. Δff itself is a lower limit for the maximum filling factor, because at minimum the ff is not necessarily equal to 0. We find Δff values typically between 1 and 6% for most stars. GJ406 has a Δff of 30%, and GJ208 and GJ358 around 13%. For comparison it is at most 05% for a relatively quiet G star like the Sun, while half of the stars for which we have computed Δff have a lower $\log R'_{HK}$ than the Sun, confirming a lower plage to spot ratio for M dwarfs. These ff are higher than the estimate made by Su3rez Mascare3no et al. (2018) for a sample of M stars based on the assumption that the RV signal was entirely due to spots, based on the prescription proposed by Saar & Donahue (1997): they found typical ff around 0.5% with a maximum of 15 %.

6.4. $P_{\text{cyc}}-P_{\text{rot}}$ relationship and dynamo processes

The relation between the cycle period and the rotation period is an interesting diagnosis for dynamo processes. FGK stars appear to be mostly located on two branches (e.g. Saar et al. 1998; B3hm-Vitense 2007; Brandenburg et al. 2017), one corresponding to young stars, and the other to older stars, with a significant relation between rotation and cycle periods. Figure 19 (upper panel) shows P_{cyc} versus P_{rot} for M dwarfs: all estimations are represented, including multiple estimations for a given star, as

well as primary and secondary periods. It shows that our sample is strongly biased towards slow rotators. A first result is that there is not clear relationship between the two variables, which is very different from FGK stars. There may be an upper envelope corresponding to a maximum cycle period increasing with rotation period, but it is not very significant. Importantly, at any rotation rate, there is indeed a huge dispersion in cycle period. Very long periods have also been observed for FGK stars, although there are not many: for example, out of the 25 stars in Böhm-Vitense (2007), one has a 21 yrs cycle, 4 between 15 and 17 yrs and all other below. This is not very different from what we observe here, with 4 stars above 6000 days. On the other hand, we observe a large amount of stars with short periods, which does not appear to be as present for FGK stars. More specifically, very slow rotators may have a very short cycles, which is not observed for FGK stars.

This is to be taken with caution however, since some of them could be secondary periods. For a subsample of stars with more than one estimate of P_{cyc} , we have been able to estimate which one was the primary period (18 stars). Such a classification has also been done in the literature for GJ411, GJ803, GJ2036, and HIP36349), and we also classified the published values for those stars according to our classification: the periods published for GJ229 (Buccino et al. 2011) for GJ358 (Suárez Mascareño et al. 2016; Küker et al. 2019), GJ514 (Suárez Mascareño et al. 2016), GJ729 (Suárez Mascareño et al. 2016), and GJ803 (Suárez Mascareño et al. 2016; Küker et al. 2019) are considered here to be secondary periods. The primary period is sometime below the limit provided by Küker et al. (2019), but in many cases it is also above this limit, i.e. in the regime where an advection-driven dynamo is possible.

The classical $\alpha - \omega$ dynamo is considered to be inefficient if the rotation rate is too low because the α effect is too small (Stix 1976; Gilman 1983), which is not in favour of short cycles. The length of the cycle as a function of the rotation rate for FGK stars is reproduced in certain models with different levels of realism (e.g. Pipin & Kosovichev 2016; Guerrero et al. 2019), although the results seems very sensitive to the treatment of the retroactions (Strugarek et al. 2017; Warnecke 2018, find trends opposite to FGK observations). This may open possibilities for M stars, which may differ from FGK stars on the retroaction processes.

Küker et al. (2019) proposed an advection-dominated dynamo model for M dwarfs and quantified the cycle periods as a function of rotation rates. In this model, they propose that stars with a long period, above a certain threshold which depends on rotation (the threshold is shown as an orange region in Fig. 19), such a dynamo could operate, while it is impossible below. This is due to the fact that the necessary meridional circulation for a short cycle has a large amplitude, which is not possible in their model where the meridional circulation amplitude is shorter for short period (hence a travel time corresponding to meridional circulation to long to produce such short cycles). Their re-analysis of stellar cycle for M dwarfs, focusing on short periods and photometry, found only period below the threshold: they concluded that such a model could no operate in M dwarfs. Our conclusion is different, because we observe a large amount of stars, including some with a single well-defined period, above their threshold: although classical $\alpha - \omega$ dynamo can not be excluded for such stars, the advection-dominated dynamo is also compatible with their criterion. This is true for some rotators in the non-saturated regime (for example GJ696, GJ358, GJ87) or some fast rotators (GJ285, GJ729) all close to the upper envelope.

We note that their dependence of meridional circulation amplitude on rotation period is opposite to that found by Ballot et al.

(2007) and Brun et al. (2017), who found a weaker amplitude at short periods (with a grid of stellar models for masses down to $0.5 M_{\odot}$). With such a trend, we would expect the limit travel time threshold allowing an advection-dominated dynamo to be reversed. Whether this is the case is therefore unclear. On the other hand, Jouve et al. (2010) found that mean field flux transport simulations led to the observed FGK only if meridional circulation increases with decreasing P_{rot} , trend they consider to be unlikely given the results of Ballot et al. (2007), but which may be compatible with the simulation of Küker et al. (2019).

Finally, we consider the ratio $P_{\text{cyc}}/P_{\text{rot}}$. The two branches for FGK in Böhm-Vitense (2007) correspond to two regimes in $P_{\text{cyc}}/P_{\text{rot}}$: the lower FGK branch correspond to values around 80, and the higher branch to values in the 250-400 range, with a decrease of the ratio when P_{rot} increases. For M dwarfs, we observe a continuous variability of this ratio, as shown in the lower panel of Fig. 19, and the same decreasing trend. The dispersion at a given rotation rate is similar to FGK stars (about a factor 10). In addition, in our analysis, 10 stars have at least a measurement corresponding to a ratio larger than 600, with a maximum around 1400. On the other side, we have ratios of a few units, with 45 stars having at least a ratio below 50. The minimum value is for GJ628, with a rotation of 199d and a cycle estimation of 395 days, but this period is our secondary period, the primary one being much longer: some of those low ratio certainly concern secondary periods, but most can not be identified at this stage, as discussed above.

7. Conclusion

We analysed a very large sample of chromospheric emission time series of M dwarfs, in three activity indexes (Ca, Na, $H\alpha$) and characterised their long-term variability using various models (linear, polynomial, sinusoidal) and tools. We have systematically quantified the improvement brought by the models, and estimated cycle periods or lower boundary whenever possible. The results are compared with the properties derived from photometric time series and with published results. We obtained the following results:

- All stars are variable in chromospheric emission at one scale or another, and almost all stars are variable on long timescales. Despite their usual classification as quiet or active depending on their average activity level, even the quiet stars exhibits some measurable variability, including long-term cycles. The long-term variability dominates for many stars 31% the stars with a peak above the 1% gap in at least one chromospheric index), while others (39%) are dominated by the short-term variability, which will be the subject of a future paper. The absolute value of the variability increases towards more active stars, but the relative variability in Ca and Na increases towards the quietest stars, with many stars above 40% and some above 100%, while it is much flatter in $H\alpha$.
- For two third of the sample, a linear or polynomial model provides an important improvement, and is many cases dominant. It is however never sufficient to model the variability, which is always more complex than those simple models.
- We have identified a cycle period for many stars in our sample, not previously published, thanks to the very large sample. The complementary analysis of photometric time series for most stars with a cycle in our sample allowed to provide a more global view, and suggest a complex relationship. We found 25 new cycles, either from the chromospheric emission

analysis (6 stars: GJ536, GJ701, GJ887, GJ9592, GJ693, and GJ754), from photometry (12 stars: GJ180, GJ208, GJ393, GJ696, GJ908, GJ1075, GJ2056, GJ2066, GJ3148, GJ3634, GJ4001, and GJ9482), or from both observables (6 stars: GJ87, GJ221, GJ876, GJ880, GJ2126, and GJ9425). Some periodicities have been confirmed, but other provides different periods or are not variable (on a long-term basis) in photometry despite the strong chromospheric variability. Lower limits were found for 7 additional stars, GJ149B, GJ213, GJ341, GJ436, GJ654, GJ3135, and GJ3341 (they were also estimated for 23 other stars, 10 of them with published cycles and the other with new cycle period estimates). Complexity also arised from the fact that for many stars two periods were necessary to model properly the photometric variability, suggesting possible double cycle dynamos, or strong variability in amplitude from one cycle to the others. This complexity may also explain why previously published P_{cyc} values for a given star were not compatible. Finally, as in previsouly published estimates of P_{cyc} , the periods are often longer than the temporal coverage of the observations, leading to large uncertainties on the period, which could be underestimated.

- The relationship between chromospheric indexes is complex, with dominant periods often different for the different chromospheric indexes. A more detailed analysis of the correlations between activity indexes will be provided in a future paper.
- The comparison with photometry also allowed us to determine for several stars whether their photometric variability were dominated by spot or plages: most are dominated by spots, but two are dominated by plages. The photometric variability of the stars with an identified cycle correspond in general to spot filling factor variability (assuming a spot dominated signal) of the order of 1-6%, and active stars can have a variability up to 30%. The comparison between chromospheric and photometric periods also leads to a complex picture, with a long-term variability that correspond to more than one timescale in many cases.
- We do not observe any trend between the presence of a long-term variability, cycle amplitude or period, on spectral type and on average activity level (determined by the average $\log R'_{HK}$). There may be an upper limit of the amplitude increasing with average activity level, but it is not very significant.
- The $P_{\text{cyc}}-P_{\text{rot}}$ relationship is very different from FGK stars, with no obvious trend and only an increasing upper boundary (few long periods among fast rotators). In particular, slow rotators may exhibit short cycle, conversely to FGK stars. The interpretation is however complicated by the possible presence of two significant periods in the signal, since the main period can be identified only for a small amount of stars. The identification of the main period is lacking for many stars, and this is crucial for the interpretation in terms of dynamo processes (Brandenburg et al. 2017). We also note that, conversely to the conclusion made by Küker et al. (2019), an advection-dynamo appears to be possible for several stars, since they have long cycle periods above their lower limit.

Acknowledgements. This work has been supported by a grant from LabEx OSUG@2020 (Investissements d'avenir - ANR10LABX56). This work was supported by the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU co-funded by CEA and CNES. This work was supported by the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS/INSU, co-funded by CNES. We thank the Solar Influences Data analysis Center (SILSO data/image, Royal Observatory of Belgium, Brussels). The HARPS data have been retrieved from the ESO archive at http://archive.eso.org/wdb/wdb/adp/phase3_spectral/form. This research has

made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. ESO program IDs (the name of the PI is indicated) corresponding to data used in this paper are: 095.C-0718 (Albrecht) 096.C-0082 191.C-0505 (Anglada-Escude) 100.C-0884 (Astudillo Defru) 0101.D-0494 (Berdinas) 082.C-0718 180.C-0886 183.C-0437 191.C-0873 198.C-0873 1102.C-0339 (Bonfils) 078.D-0245 (Dall) 075.D-0614 (Debernardi) 096.C-0499 098.C-0518 0100.C-0487 (Diaz) 076.C-0279 (Galland) 074.C-0037 075.C-0202 076.C-0010 (Guenther) 096.C-0876 097.C-0390 (Haswell) 078.C-0044 (Hébrard) 097.C-0090 (Kuerster) 0104.C-0863 (Jeffers) 089.C-0006 (Lachaume) 089.C-0739 098.C-0739 099.C-0205 0104.C-0418 192.C-0224 (Lagrange) 097.C-0864 (Lannier) 085.C-0019 087.C-0831 089.C-0732 090.C-0421 091.C-0034 093.C-0409 095.C-0551 096.C-0460 098.C-0366 099.C-0458 0100.C-0097 0101.C-0379 0102.C-0558 0103.C-0432 196.C-1006 (LoCurto) 072.C-0488 077.C-0364 (Mayor) 076.C-0155 (Melo) 089.C-0050 (Pepe) 185.D-0056 (Poretti) 074.C-0364 (Robichon) 084.C-0228 090.C-0395 (Ruiz) 086.C-0284 (Santos) 079.C-0463 (Sterzik) 0100.C-0414 (Trifonov) 183.C-0972 192.C-0852 (Udry) 060.A-9036 60.A-9709.

References

- Allende Prieto, C., Koesterke, L., Ludwig, H.-G., Freytag, B., & Caffau, E. 2013, *A&A*, 550, A103
- Andretta, V., Doyle, J. G., & Byrne, P. B. 1997, *A&A*, 322, 266
- Astudillo-Defru, N., Delfosse, X., Bonfils, X., et al. 2017, *A&A*, 600, A13
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baliunas, S. L. & Vaughan, A. H. 1985, *ARA&A*, 23, 379
- Ballot, J., Brun, A. S., & Turck-Chièze, S. 2007, *ApJ*, 669, 1190
- Barnes, S. A. 2003, *ApJ*, 586, 464
- Beeck, B., Cameron, R. H., Reiners, A., & Schüssler, M. 2013a, *A&A*, 558, A48
- Beeck, B., Cameron, R. H., Reiners, A., & Schüssler, M. 2013b, *A&A*, 558, A49
- Beeck, B., Schüssler, M., Cameron, R. H., & Reiners, A. 2015, *A&A*, 581, A42
- Beeck, B., Schüssler, M., & Reiners, A. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 448, 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, 1071
- Berdugina, S. V. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 8
- Böhm-Vitense, E. 2007, *ApJ*, 657, 486
- Bonanno, A., Elstner, D., Rüdiger, G., & Belvedere, G. 2002, *A&A*, 390, 673
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
- Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, 474, 293
- Boro Saikia, S., Marvin, C. J., Jeffers, S. V., et al. 2018, *A&A*, 616, A108
- Brandenburg, A., Mathur, S., & Metcalfe, T. S. 2017, *ApJ*, 845, 79
- Browning, M. K. 2008, *ApJ*, 676, 1262
- Brun, A. S., Strugarek, A., Varela, J., et al. 2017, *ApJ*, 836, 192
- Buccino, A. P., Díaz, R. F., Luoni, M. L., Abrevaya, X. C., & Mauas, P. J. D. 2011, *AJ*, 141, 34
- Buccino, A. P., Lemarchand, G. A., & Mauas, P. J. D. 2006, *Icarus*, 183, 491
- Buccino, A. P., Lemarchand, G. A., & Mauas, P. J. D. 2007, *Icarus*, 192, 582
- Buccino, A. P., Petrucci, R., Jofré, E., & Mauas, P. J. D. 2014, *ApJ*, 781, L9
- Chabrier, G. & Baraffe, I. 1997, *A&A*, 327, 1039
- Chabrier, G. & Küker, M. 2006, *A&A*, 446, 1027
- Charbonneau, P. 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 3
- Charbonneau, P. & MacGregor, K. B. 1997, *ApJ*, 486, 502
- Choudhury, P., Choudhary, D. P., & Gosain, S. 2013, *ApJ*, 768, 188
- Cincunegui, C., Díaz, R. F., & Mauas, P. J. D. 2007a, *A&A*, 461, 1107
- Cincunegui, C., Díaz, R. F., & Mauas, P. J. D. 2007b, *A&A*, 469, 309
- Cumming, A., Marcy, G. W., & Butler, R. P. 1999, *ApJ*, 526, 890
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, II/246
- Delfosse, X., Bonfils, X., Forveille, T., et al. 2013, *A&A*, 553, A8
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, *A&A*, 364, 217
- Díaz, R. F., González, J. F., Cincunegui, C., & Mauas, P. J. D. 2007, *A&A*, 474, 345
- Díez Alonso, E., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2019, *A&A*, 621, A126
- Dikpati, M. & Charbonneau, P. 1999, *ApJ*, 518, 508
- Dikpati, M., Gilman, P. A., & MacGregor, K. B. 2005, *ApJ*, 631, 647
- Distefano, E., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., Messina, S., & Spada, F. 2017, *A&A*, 606, A58
- Ducati, J. R. 2002, *VizieR Online Data Catalog*
- Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *ApJ*, 796, 132
- Dumusque, X., Udry, S., Lovis, C., Santos, N. C., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2011, *A&A*, 525, A140
- Finch, C., Zacharias, N., & Jao, W.-C. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1802.08272
- Fontenla, J. M., Linsky, J. L., Witbrod, J., et al. 2016, *ApJ*, 830, 154
- Fuhrmeister, B., Schmitt, J. H. M. M., & Hauschildt, P. H. 2005, *A&A*, 439, 1137
- Gaia Collaboration. 2018, *VizieR Online Data Catalog*, I/345
- Gaidos, E., Mann, A., Lépine, S., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 2561

- Gaidos, E., Mann, A. W., Kraus, A. L., & Ireland, M. 2016, *MNRAS*, 457, 2877
- Gigolashvili, M. S., Japaridze, D. R., Pataraya, A. D., & Zaqarashvili, T. V. 1995, *Sol. Phys.*, 156, 221
- Gilman, P. A. 1983, *ApJS*, 53, 243
- Gleissberg, W. 1939, *Astronomische Nachrichten*, 268, 81
- Gleissberg, W. 1955, *ZAp*, 37, 108
- Gomes da Silva, J., Santos, N. C., Boisse, I., Dumusque, X., & Lovis, C. 2014, *A&A*, 566, A66
- Gomes da Silva, J., Santos, N. C., Bonfils, X., et al. 2011, *A&A*, 534, A30
- Gomes da Silva, J., Santos, N. C., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 541, A9
- Gondoin, P. 2008, *A&A*, 478, 883
- Guerrero, G., Zaire, B., Smolarkiewicz, P. K., et al. 2019, *ApJ*, 880, 6
- Günther, M. N., Zhan, Z., Seager, S., et al. 2020, *AJ*, 159, 60
- Hébrard, É., Donati, J.-F., Delfosse, X., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 1465
- Houdebine, E. R. 2009, *MNRAS*, 397, 2133
- Ibañez Bustos, R. V., Buccino, A. P., Flores, M., et al. 2019a, *MNRAS*, 483, 1159
- Ibañez Bustos, R. V., Buccino, A. P., Flores, M., & Mauas, P. J. D. 2019b, *A&A*, 628, L1
- Ibañez Bustos, R. V., Buccino, A. P., Messina, S., Lanza, A. F., & Mauas, P. J. D. 2020, *A&A*, 644, A2
- Ip, W.-H., Kopp, A., & Hu, J.-H. 2004, *ApJ*, 602, L53
- Johns-Krull, C. M. & Valenti, J. A. 1996, *ApJ*, 459, L95
- Johnson, L. J., Norris, C. M., Unruh, Y. C., et al. 2021, *MNRAS*, 504, 4751
- Jouve, L., Brown, B. P., & Brun, A. S. 2010, *A&A*, 509, A32
- Kiraga, M. & Stepien, K. 2007, *Acta Astron.*, 57, 149
- Koen, C., Kilkeny, D., van Wyk, F., & Marang, F. 2010, *MNRAS*, 403, 1949
- Küker, M., Rüdiger, G., Olah, K., & Strassmeier, K. G. 2019, *A&A*, 622, A40
- Küker, M., Rüdiger, G., & Schultz, M. 2001, *A&A*, 374, 301
- Kürster, M., Endl, M., Rouesnel, F., et al. 2003, *A&A*, 403, 1077
- Lean, J. L. & Brueckner, G. E. 1989, *ApJ*, 337, 568
- Leenaarts, J., Carlsson, M., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *ApJ*, 749, 136
- Lockwood, G. W., Skiff, B. A., Henry, G. W., et al. 2007, *ApJS*, 171, 260
- Lovis, C., Dumusque, X., Santos, N. C., et al. 2011, *ArXiv e-prints* 1107.5325 [[arXiv:1107.5325](https://arxiv.org/abs/1107.5325)]
- Makarov, V. V., Parker, D., & Ulrich, R. K. 2010, *ApJ*, 717, 1202
- Mallon, M., Herrero, E., Juvan, I. G., et al. 2018, *A&A*, 614, A35
- Mauas, P. J. D. 2000, *ApJ*, 539, 858
- Mauas, P. J. D. & Falchi, A. 1994, *A&A*, 281, 129
- Meunier, N. 2021, *arXiv e-prints*, [arXiv:2104.06072](https://arxiv.org/abs/2104.06072)
- Meunier, N., Kretzschmar, M., Gravet, R., Mignon, L., & Delfosse, X. 2021, in preparation
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2019a, *A&A*, 629, A42
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2019b, *A&A*, 625, L6
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2020a, *A&A*, 638, A54
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2020b, *A&A*, 642, A157
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., Borgniet, S., & Rieutord, M. 2015, *A&A*, 583, A118
- Meunier, N., Lagrange, A. M., Boulet, T., & Borgniet, S. 2019, *A&A*, 627, A56
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., & Desort, M. 2010, *A&A*, 519, A66
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., Mbemba Kabuiku, L., et al. 2017a, *A&A*, 597, A52
- Meunier, N., Mignon, L., & Lagrange, A.-M. 2017b, *A&A*, 607, A124
- Mignon, L., Delfosse, X., Bonfils, X., & Meunier, N. 2021, in preparation
- Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Mulders, G. D., Pascucci, I., & Apai, D. 2015, *ApJ*, 798, 112
- Newton, E. R., Mondrik, N., Irwin, J., Winters, J. G., & Charbonneau, D. 2018, *AJ*, 156, 217
- Oláh, K., Kóvári, Z., Petrovay, K., et al. 2016, *A&A*, 590, A133
- Pace, G. 2013, *A&A*, 551, L8
- Parker, E. N. 1955, *ApJ*, 122, 293
- Perdelwitz, V., Mittag, M., Tal-Or, L., et al. 2021, *A&A*, 652, A116
- Pipin, V. V. & Kosovichev, A. G. 2016, *ApJ*, 823, 133
- Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, *A&A*, 397, 147
- Pojmanski, G. 1997, *Acta Astron.*, 47, 467
- Pojmanski, G. 2002, *Acta Astron.*, 52, 397
- Radick, R. R., Lockwood, G. W., Henry, G. W., Hall, J. C., & Pevtsov, A. A. 2018, *ApJ*, 855, 75
- Radick, R. R., Lockwood, G. W., Skiff, B. A., & Baliunas, S. L. 1998, *ApJS*, 118, 239
- Reiners, A. & Basri, G. 2010, *ApJ*, 710, 924
- Reiners, A., Joshi, N., & Goldman, B. 2012, *AJ*, 143, 93
- Riaz, B., Gizis, J. E., & Harvin, J. 2006, *The Astronomical Journal*, 132, 866
- Riedel, A. R., Finch, C. T., Henry, T. J., et al. 2014, *AJ*, 147, 85
- Rieger, E., Share, G. H., Forrest, D. J., et al. 1984, *Nature*, 312, 623
- Robertson, P., Endl, M., Cochran, W. D., & Dodson-Robinson, S. E. 2013, *ApJ*, 764, 3
- Robertson, P. & Mahadevan, S. 2014, *ApJ*, 793, L24
- Robertson, P., Mahadevan, S., Endl, M., & Roy, A. 2014, *Science*, 345, 440
- Robertson, P., Stefansson, G., Mahadevan, S., et al. 2020, *ApJ*, 897, 125
- Robinson, R. D. & Durney, B. R. 1982, *A&A*, 108, 322
- Rodríguez Martínez, R., Lopez, L. A., Shappee, B. J., et al. 2020, *ApJ*, 892, 144
- Saar, S. H. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 273, *Physics of Sun and Star Spots*, ed. D. Prasad Choudhary & K. G. Strassmeier, 61–67
- Saar, S. H. & Brandenburg, A. 1999, *ApJ*, 524, 295
- Saar, S. H., Butler, R. P., & Marcy, G. W. 1998, *ApJ*, 498, L153
- Saar, S. H. & Donahue, R. A. 1997, *ApJ*, 485, 319
- Saar, S. H. & Linsky, J. L. 1985, *ApJ*, 299, L47
- Sakurai, K. 1981, *Sol. Phys.*, 74, 35
- Santos, N. C., Mortier, A., Faria, J. P., et al. 2014, *A&A*, 566, A35
- Savanov, I. S. 2012, *Astronomy Reports*, 56, 716
- Spiegel, E. A. & Zahn, J. P. 1992, *A&A*, 265, 106
- Stauffer, J., Tanner, A. M., Bryden, G., et al. 2010, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122, 885
- Steenbeck, M. & Krause, F. 1969, *Astronomische Nachrichten*, 291, 49
- Stix, M. 1976, in *Basic Mechanisms of Solar Activity*, ed. V. Bumba & J. Kleczek, Vol. 71, 367
- Strugarek, A., Beaudoin, P., Charbonneau, P., Brun, A. S., & do Nascimento, J. D. 2017, *Science*, 357, 185
- Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., & González Hernández, J. I. 2016, *A&A*, 595, A12
- Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., González Hernández, J. I., & Esposito, M. 2015, *MNRAS*, 452, 2745
- Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., González Hernández, J. I., et al. 2018, *A&A*, 612, A89
- Toledo-Padrón, B., González Hernández, J. I., Rodríguez-López, C., et al. 2019, *MNRAS*, 488, 5145
- Tremblay, P.-E., Ludwig, H.-G., Freytag, B., Steffen, M., & Caffau, E. 2013, *A&A*, 557, A7
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vecchio, A. & Carbone, V. 2009, *A&A*, 502, 981
- Vida, K., Kriskovics, L., & Oláh, K. 2013, *Astronomische Nachrichten*, 334, 972
- Vida, K., Oláh, K., & Szabó, R. 2014, *MNRAS*, 441, 2744
- von Bloh, W., Bounama, C., Cuntz, M., & Franck, S. 2007, *A&A*, 476, 1365
- Wargelin, B. J., Saar, S. H., Pojmański, G., Drake, J. J., & Kashyap, V. L. 2017, *MNRAS*, 464, 3281
- Warnecke, J. 2018, *A&A*, 616, A72
- Weinberger, A. J., Boss, A. P., Keiser, S. A., et al. 2016, *AJ*, 152, 24
- Wilson, O. C. 1978, *ApJ*, 226, 379
- Winters, J. G., Henry, T. J., Lurie, J. C., et al. 2014, *The Astronomical Journal*, 149, 5
- Winters, J. G., Sevrinsky, R. A., Jao, W.-C., et al. 2017, *AJ*, 153, 14
- Wright, N. J. & Drake, J. J. 2016, *Nature*, 535, 526
- Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, *ApJ*, 743, 48
- Wright, N. J., Newton, E. R., Williams, P. K. G., Drake, J. J., & Yadav, R. K. 2018, *MNRAS*, 479, 2351
- Yadav, R. K., Christensen, U. R., Morin, J., et al. 2015, *ApJ*, 813, L31
- Yadav, R. K., Christensen, U. R., Wolk, S. J., & Poppenhaeger, K. 2016, *ApJ*, 833, L28
- Zechmeister, M. & Kürster, M. 2009, *A&A*, 496, 577
- Zechmeister, M., Kürster, M., & Endl, M. 2009, *A&A*, 505, 859

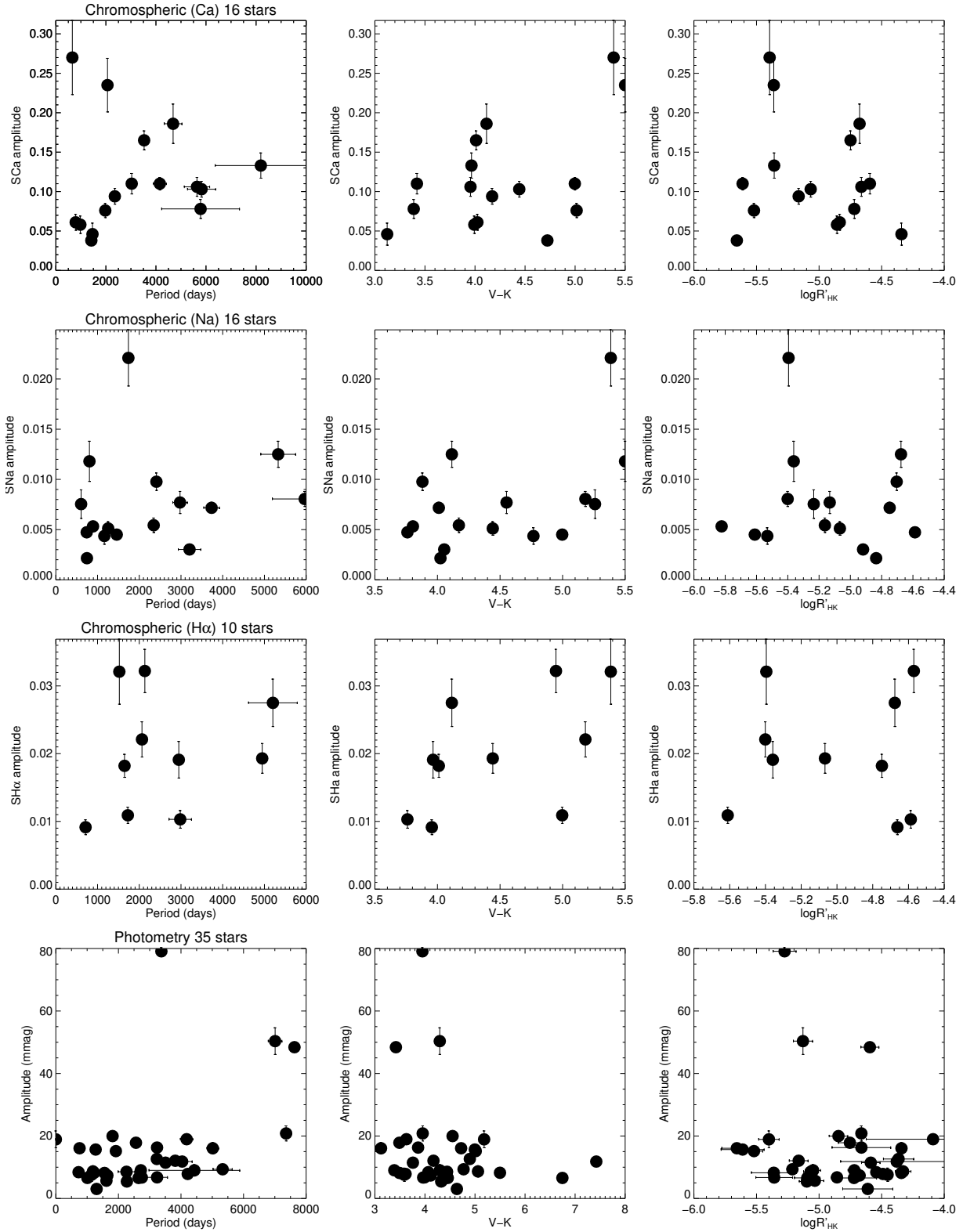


Fig. 16. Cycle amplitudes for the three chromospheric analysis (three first lines) and for our photometric analysis (last line) versus P_{cyc} , V-K, and $\log R'_{HK}$ (from left to right).

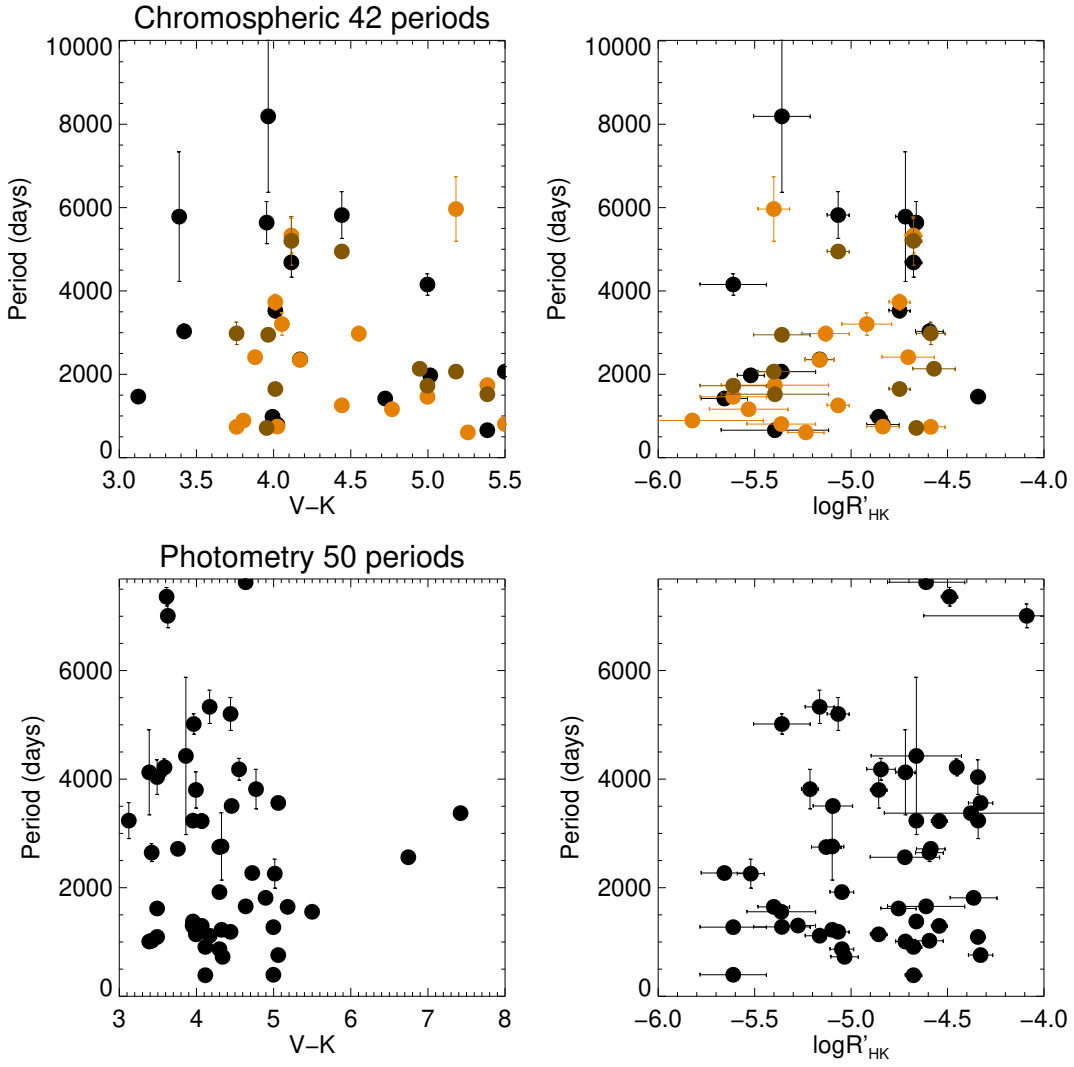


Fig. 17. P_{cyc} for the three chromospheric emission analysis (Ca in black, Na in orange, H α in brown, upper panels) and for our photometric analysis (lower panels) versus V-K (left) and $\log R'_{\text{HK}}$ (right).

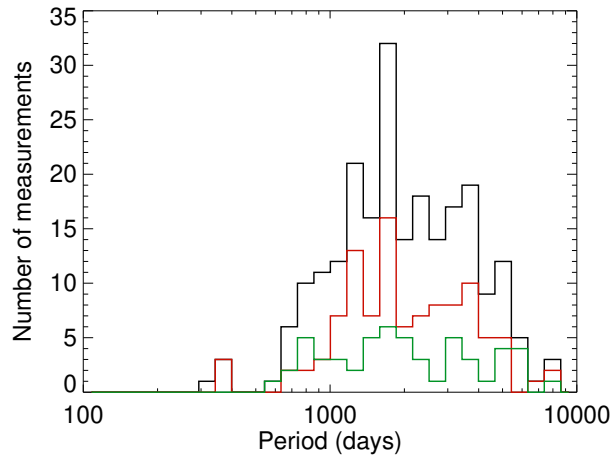


Fig. 18. Distribution of periods combining all estimates (a star can be counted several times), for all estimates (black), for our chromospheric emission analysis (green) and from our photometric analysis (red).

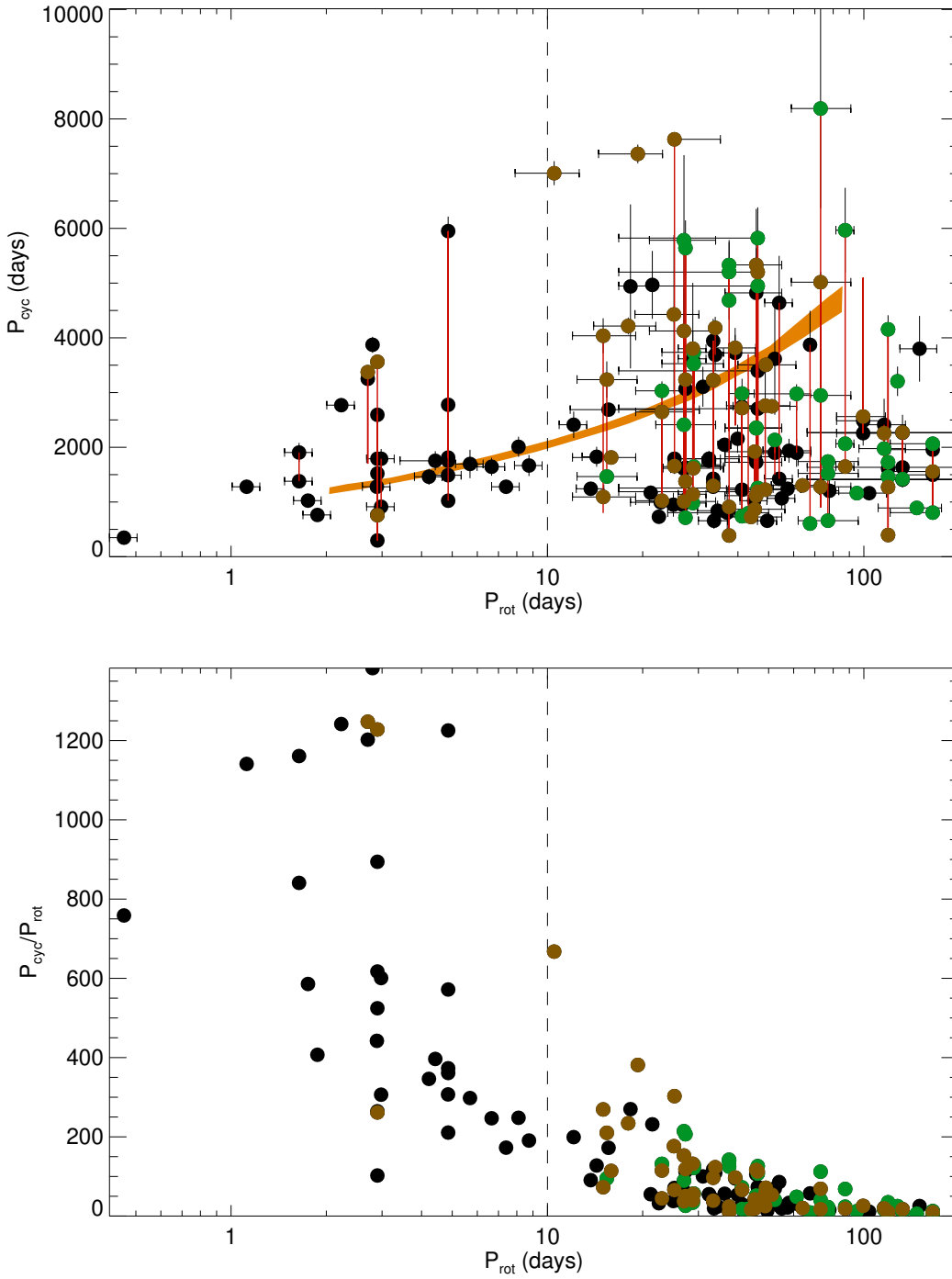


Fig. 19. P_{cyc} (upper panel) and $P_{\text{cyc}}/P_{\text{rot}}$ (lower panel, uncertainties not shown for clarity) vs P_{rot} for all sources listed in Table A.5. Our chromospheric emission estimations are shown in green, our photometric estimations in brown, and estimations from previous publications in black. In the upper panel, different estimation of P_{cyc} are linked by a vertical red line whenever relevant. The vertical dashed line at 10 days shows the approximate limit between the saturated and un-saturated regime.

Appendix A: Tables

In this appendix, we provide tables related to our stellar sample and results. Table A.1 provide the list of the 490 targets for which we have retrieved some HARPS data, giving their properties and associated references. Two samples have been studied in detail to characterise the long-term variability: the nightly sample of 177 stars (see Sect. 2) in Table A.2, and the season sample of 57 stars (see Sect. 3.2) in Table A.3. The variability and average levels are provided in these two tables over the corresponding temporal sampling. We implemented different methods to study the long-term variability, in Sect. 5 to 6. The resulting list of stars for which we have estimated that they had a long-term variability is shown in Table A.4. Finally, Table A.5 shows a complete list of cycle periods, from both previous publications and this work.

Table A.1. Stellar sample

Name	V-K	T _{eff} (K)	Mass (solar)	Dist. (pc)	N _{night}	log R' _{HK}	rms R' _{HK} 10 ⁵	Flag nights	Flag seasons
BD-15869	3.683	3871	0.609	25.10	9	-4.560	0.477	-	-
CD-2417578	3.594	3852	0.564	23.19	4	-4.896	0.208	-	-
CD-246144	3.546	3922	0.669	17.80	12	-4.619	0.243	X	-
CD-281745	3.880	3832	0.606	15.67	7	-4.383	0.306	-	-
CD-301270	3.883	3759	0.565	22.05	<3	-	-	-	-
CD-4114656	3.405	3925	0.600	23.66	18	-4.668	0.152	X	-
G80-21	4.604	3584	0.484	16.80	6	-3.972	0.381	-	-
G161-7	6.067	3076	0.192	9.68	<3	-	-	-	-
G161-71	6.045	3025	0.281	13.13	<3	-	-	-	-
G272-10	4.659	-	0.241	15.71	5	-5.226	0.306	-	-
GJ1	4.027	3589	0.394	4.35	38	-5.506	0.104	X	-
GJ7	3.814	3735	0.452	23.74	8	-4.953	0.278	-	-
GJ12	4.793	3421	0.242	12.21	7	-5.382	0.201	-	-
GJ16	4.123	-	0.527	16.78	8	-4.761	0.187	-	-
GJ43	6.310	3616	0.494	29.82	17	-6.383	0.038	X	-
GJ46	4.909	3472	0.357	11.97	4	-5.463	0.091	-	-
GJ54.1	5.654	3200	0.135	3.71	202	-4.588	1.354	X	X
GJ57	3.549	3913	0.561	16.70	9	-5.021	0.316	-	-
GJ70	4.399	3500	0.401	11.32	9	-5.100	0.127	-	-
GJ78	4.160	3580	0.376	17.20	7	-5.632	0.089	-	-
GJ79	3.705	4011	0.656	11.06	8	-4.485	0.254	-	-
GJ85	4.186	3487	0.303	12.31	9	-6.197	0.042	-	-
GJ87	3.965	3700	0.459	10.51	136	-5.359	0.151	X	-
GJ91	4.231	3757	0.534	12.79	21	-4.889	0.172	X	-
GJ93	3.780	3860	0.534	25.83	12	-5.168	0.506	X	-
GJ105B	5.028 (d)	3200	0.254	7.22	20	-5.514	0.072	X	-
GJ118	4.553	3470	0.363	11.74	6	-5.278	0.072	-	-
GJ126	3.869	3830	0.505	25.12	29	-4.997	0.168	X	-

Notes. V-K are from the CDS when available, or derived from the relationship between G-K versus V-K when V is not available (indicated by "d"). Most distances are from Gaia Collaboration (2018). When not available, distances are derived from the following parallaxes: parallaxes of GJ257, GJ2033, GJ4206, GJ9163 and HD196982 are from van Leeuwen (2007), parallax of GJ406 is from Weinberger et al. (2016), parallaxes of GJ3813 and GJ 4038 are from Finch et al. (2018), parallax of L43-72 is from Winters et al. (2017), and parallax of LP 993-116 from Riaz et al. (2006); the distance of GJ3332 is from Riedel et al. (2014). Masses are from the mass-luminosity relationship of Delfosse et al. (2000), with a weighted average of the masses derived from *H*, *K* and *J* from the CDS: these band magnitudes were taken from the 2MASS database (Cutri et al. 2003) with the exception of *H* and *J* for GJ205 from Ducati (2002), and *H* of GJ1 and *K* of GJ803 from Koen et al. (2010). T_{eff} is from the CDS. The flag (nights and seasons) indicates if the star is in the nightly sample (Table A.2) and in the season sample (Table A.3). Only the beginning of the table is shown for information, the full table is available on-line.

Table A.2. Stars in the nightly sample

Name	N _{nights}	Span (days)	P _{rotmax} (days)	SCa	rms SCa	SNa	rms SNa	SH α	rms SH α
CD-246144	12	1845	23.5	1.184	0.102	0.135	0.003	0.659	0.010
CD-4114656	18	4123	25.3	0.970	0.052	0.139	0.003	0.672	0.007
GJ1	38	2050	91.0	0.406	0.049	0.103	0.004	0.824	0.012
GJ43	17	5278	346.8	0.650	0.180	0.129	0.008	0.787	0.009
GJ54.1	202	5131	22.4	7.068	2.375	0.483	0.123	1.845	0.370
GJ87	136	4666	72.7	0.491	0.086	0.130	0.005	0.806	0.014
GJ91	21	1867	35.5	1.169	0.101	0.166	0.004	0.763	0.009
GJ93	12	2643	54.4	0.614	0.062	0.150	0.003	0.754	0.007
GJ105B	20	2408	92.1	0.749	0.115	0.099	0.009	0.889	0.017

GJ126	29	485	41.8	0.761	0.090	0.147	0.005	0.756	0.008
GJ149B	29	5046	26.3	0.544	0.083	0.113	0.003	0.540	0.006
GJ157B	10	1449	17.8	6.832	0.911	0.369	0.024	2.086	0.084
GJ163	167	5067	77.5	0.720	0.096	0.115	0.006	0.836	0.015
GJ173	11	1428	50.5	0.805	0.058	0.134	0.002	0.772	0.009
GJ176	93	4777	31.6	1.522	0.200	0.188	0.012	0.818	0.039
GJ179	16	1529	57.9	1.230	0.122	0.127	0.008	0.910	0.022
GJ180	52	2907	51.2	0.788	0.085	0.125	0.006	0.813	0.017
GJ182	11	3258	7.8	6.903	0.254	0.278	0.011	1.769	0.069
GJ191	139	5220	147.6	0.281	0.033	0.060	0.005	0.847	0.020
GJ205	66	1400	20.9	2.058	0.169	0.174	0.008	0.751	0.025
GJ208	15	3976	10.5	3.748	0.273	0.188	0.014	1.030	0.065
GJ213	114	4676	160.2	0.507	0.101	0.080	0.007	0.903	0.008
GJ221	92	2970	27.4	0.869	0.073	0.126	0.002	0.617	0.005
GJ229	173	4319	25.1	1.500	0.099	0.162	0.004	0.714	0.011
GJ273	237	4489	86.7	0.771	0.083	0.097	0.005	0.916	0.020
GJ299	20	3334	92.0	0.867	0.292	0.111	0.019	0.911	0.017
GJ300	32	1963	67.2	1.348	0.141	0.115	0.013	0.951	0.024
GJ317	90	3050	62.9	1.016	0.147	0.128	0.010	0.868	0.024
GJ334	22	3776	16.2	2.208	0.109	0.155	0.003	0.733	0.013
GJ341	51	3331	25.6	1.380	0.133	0.158	0.005	0.740	0.017
GJ357	45	2521	95.2	0.500	0.082	0.089	0.004	0.843	0.009
GJ358	33	2656	23.2	3.317	0.471	0.259	0.033	1.512	0.162
GJ361	90	1917	33.4	1.302	0.114	0.165	0.004	0.798	0.015
GJ367	20	2236	43.4	1.011	0.062	0.149	0.005	0.786	0.007
GJ369	44	3276	39.7	0.803	0.089	0.145	0.005	0.761	0.009
GJ382	31	5269	23.0	1.982	0.185	0.195	0.010	0.825	0.035
GJ388	40	5025	12.1	9.128	0.904	0.554	0.083	3.018	0.245
GJ390	37	2625	24.6	1.747	0.118	0.180	0.006	0.781	0.016
GJ393	162	4117	44.3	0.991	0.090	0.147	0.006	0.804	0.018
GJ406	47	5598	16.3	66.725	48.278	3.280	0.449	6.716	0.951
GJ422	40	5165	115.2	0.476	0.089	0.107	0.005	0.849	0.014
GJ433	77	3011	47.4	0.832	0.073	0.139	0.005	0.760	0.010
GJ436	103	1526	72.1	0.662	0.053	0.114	0.004	0.819	0.009
GJ438	18	2978	56.7	0.607	0.057	0.116	0.005	0.777	0.009
GJ443	18	4421	41.2	1.329	0.105	0.182	0.010	0.820	0.018
GJ447	135	3911	73.1	1.304	0.236	0.102	0.014	0.939	0.030
GJ465	16	2240	121.5	0.415	0.058	0.083	0.005	0.830	0.010
GJ479	55	1060	28.5	2.173	0.205	0.209	0.014	1.077	0.050
GJ480	32	747	55.1	1.082	0.098	0.152	0.008	0.828	0.012
GJ510	12	1050	20.7	2.284	0.247	0.202	0.007	0.963	0.039
GJ514	142	4336	33.8	1.063	0.076	0.152	0.004	0.727	0.008
GJ526	30	1790	48.1	0.757	0.064	0.149	0.005	0.751	0.008
GJ536	173	4287	32.7	1.141	0.103	0.165	0.004	0.748	0.012
GJ551	140	5492	27.5	13.276	3.341	0.972	0.231	2.713	0.623
GJ569	23	2824	13.5	4.881	0.461	0.323	0.028	1.580	0.094
GJ581	219	2908	114.5	0.508	0.062	0.081	0.006	0.888	0.012
GJ588	59	5112	51.4	0.999	0.093	0.149	0.008	0.831	0.021
GJ606	18	1859	24.4	1.725	0.115	0.177	0.004	0.814	0.020
GJ618A	17	2118	62.5	0.790	0.050	0.118	0.004	0.822	0.006
GJ620	19	846	21.1	1.617	0.061	0.162	0.002	0.716	0.008
GJ628	165	4088	92.4	0.726	0.098	0.096	0.005	0.899	0.014
GJ637	15	879	54.7	0.682	0.093	0.111	0.005	0.780	0.003
GJ645	12	3095	31.2	1.350	0.107	0.166	0.004	0.773	0.008
GJ654	162	3090	63.2	0.589	0.059	0.147	0.004	0.767	0.011
GJ660	14	1230	48.4	1.262	0.282	0.119	0.015	0.932	0.054
GJ667C	220	5474	74.2	0.539	0.073	0.096	0.006	0.824	0.014
GJ674	192	5470	33.2	1.678	0.246	0.158	0.014	1.043	0.075
GJ676A	106	3284	22.4	1.518	0.099	0.130	0.006	0.679	0.012
GJ680	34	5029	45.2	0.911	0.060	0.144	0.005	0.775	0.008
GJ682	17	2882	74.1	1.117	0.110	0.106	0.012	0.921	0.019
GJ686	19	2298	50.5	0.688	0.068	0.121	0.004	0.779	0.012
GJ693	159	4137	94.5	0.631	0.128	0.101	0.008	0.869	0.012
GJ696	37	2804	19.3	1.631	0.109	0.130	0.003	0.669	0.010

GJ699	101	2231	106.7	0.700	0.114	0.085	0.011	0.885	0.022
GJ701	143	4444	37.1	0.982	0.088	0.147	0.004	0.746	0.008
GJ707	19	4498	18.0	1.200	0.074	0.122	0.002	0.620	0.011
GJ724	22	490	26.4	1.591	0.119	0.172	0.007	0.729	0.015
GJ729	18	4096	15.1	7.074	0.510	0.452	0.032	2.209	0.126
GJ739	19	1403	49.4	0.957	0.146	0.152	0.009	0.818	0.025
GJ740	53	3570	23.2	1.542	0.111	0.155	0.004	0.706	0.014
GJ752A	135	4502	46.6	1.014	0.088	0.159	0.006	0.799	0.017
GJ754	157	4496	76.8	1.173	0.386	0.107	0.026	0.938	0.046
GJ784	38	5021	21.5	1.561	0.089	0.160	0.003	0.708	0.009
GJ803	29	5050	7.5	9.252	0.849	0.378	0.046	2.340	0.225
GJ816	12	679	51.3	0.939	0.079	0.147	0.004	0.812	0.009
GJ832	99	5095	53.9	0.712	0.086	0.127	0.005	0.776	0.009
GJ846	48	2345	20.3	1.775	0.088	0.162	0.003	0.719	0.010
GJ849	63	5298	58.1	0.988	0.063	0.150	0.009	0.793	0.011
GJ855	33	2148	22.9	1.714	0.079	0.173	0.003	0.735	0.008
GJ864	13	2912	30.0	1.022	0.073	0.142	0.003	0.681	0.005
GJ876	212	5304	77.5	0.978	0.116	0.109	0.010	0.907	0.026
GJ877	35	3016	65.5	0.771	0.066	0.125	0.004	0.828	0.015
GJ880	126	4449	25.6	1.665	0.137	0.177	0.008	0.764	0.022
GJ887	108	5674	26.8	1.227	0.164	0.157	0.009	0.763	0.024
GJ891	28	526	41.2	1.040	0.112	0.141	0.006	0.806	0.015
GJ908	76	3059	64.0	0.531	0.068	0.118	0.004	0.782	0.010
GJ1001A	10	2684	82.7	0.950	0.162	0.092	0.009	0.897	0.007
GJ1061	86	5578	119.6	1.686	0.312	0.161	0.042	0.985	0.035
GJ1075	31	1328	15.4	1.928	0.110	0.156	0.004	0.720	0.014
GJ1100	27	1111	34.4	0.862	0.084	0.155	0.003	0.716	0.007
GJ1132	103	744	63.2	1.252	0.315	0.115	0.016	0.914	0.027
GJ1135	17	777	28.1	1.323	0.047	0.149	0.002	0.720	0.009
GJ1214	121	3319	104.6	1.325	0.408	0.219	0.163	0.966	0.034
GJ1236	11	2902	79.7	0.680	0.187	0.105	0.033	0.877	0.011
GJ2049	46	3731	25.2	1.257	0.074	0.141	0.006	0.660	0.007
GJ2056	10	2159	28.8	0.914	0.079	0.120	0.002	0.612	0.003
GJ2066	100	4108	48.8	0.885	0.063	0.144	0.005	0.786	0.010
GJ2121	28	1446	77.4	0.723	0.248	0.128	0.012	0.860	0.025
GJ2126	94	5405	15.4	1.448	0.093	0.120	0.003	0.628	0.010
GJ3018	17	1018	26.9	1.345	0.067	0.163	0.003	0.749	0.009
GJ3053	128	783	88.7	0.962	0.271	0.144	0.076	0.930	0.029
GJ3082	40	1567	26.5	1.577	0.163	0.171	0.006	0.818	0.029
GJ3090	21	3734	16.3	3.012	0.199	0.230	0.009	0.993	0.040
GJ3135	143	2837	79.8	0.687	0.269	0.089	0.013	0.864	0.024
GJ3148	58	1403	15.9	6.139	1.561	0.360	0.055	2.345	0.218
GJ3192	15	5568	52.3	0.662	0.113	0.099	0.009	0.852	0.012
GJ3218	39	833	22.0	2.357	0.202	0.222	0.010	0.970	0.041
GJ3221	25	1028	19.1	3.663	0.478	0.231	0.012	1.534	0.099
GJ3256	23	699	22.3	2.167	0.205	0.193	0.010	0.836	0.027
GJ3293	191	2291	43.8	1.122	0.151	0.158	0.011	0.809	0.018
GJ3307	18	1763	27.3	1.621	0.102	0.171	0.007	0.743	0.014
GJ3323	120	4332	24.8	5.057	1.898	0.274	0.081	1.502	0.335
GJ3341	114	1437	62.2	0.748	0.180	0.136	0.009	0.769	0.010
GJ3403	11	4338	24.0	1.340	0.073	0.157	0.002	0.727	0.010
GJ3404	12	1492	86.6	0.629	0.083	0.098	0.006	0.860	0.014
GJ3440	28	3000	24.8	1.940	0.289	0.198	0.011	0.804	0.016
GJ3470	108	3391	29.7	1.624	0.261	0.192	0.017	0.811	0.020
GJ3502	24	1548	65.4	0.696	0.117	0.143	0.012	0.799	0.012
GJ3528	14	1601	46.6	0.976	0.144	0.163	0.009	0.819	0.017
GJ3543	83	2330	22.6	2.183	0.186	0.202	0.009	0.933	0.040
GJ3563	12	873	75.7	0.621	0.085	0.101	0.003	0.808	0.003
GJ3591	16	4798	25.8	1.106	0.148	0.150	0.004	0.672	0.012
GJ3634	60	1438	48.6	0.950	0.124	0.140	0.008	0.777	0.009
GJ3643	21	1419	68.1	0.658	0.216	0.097	0.012	0.837	0.010
GJ3708	22	845	73.4	0.736	0.153	0.105	0.013	0.868	0.019
GJ3728	16	320	16.3	3.215	0.457	0.246	0.009	1.202	0.039
GJ3737	10	3153	160.1	0.614	0.293	0.080	0.009	0.907	0.013

GJ3779	17	1804	78.3	0.889	0.119	0.136	0.007	0.764	0.010
GJ3804	15	1082	97.5	0.664	0.109	0.098	0.008	0.870	0.006
GJ3813	13	376	35.2	1.404	0.116	0.166	0.008	0.758	0.012
GJ3822	61	1770	18.8	2.156	0.157	0.175	0.005	0.774	0.020
GJ3871	28	3606	29.0	1.893	0.146	0.206	0.012	0.820	0.015
GJ3874	20	1395	38.8	0.849	0.084	0.168	0.004	0.729	0.012
GJ3915	16	364	41.3	0.908	0.102	0.157	0.005	0.760	0.005
GJ3962	24	1708	20.4	1.827	0.109	0.155	0.005	0.714	0.013
GJ3969	30	1548	27.4	1.420	0.176	0.154	0.008	0.752	0.013
GJ4001	17	2100	25.1	1.655	0.108	0.157	0.004	0.796	0.018
GJ4079	17	1492	14.7	3.198	0.286	0.229	0.010	1.011	0.044
GJ4092	10	280	27.5	1.074	0.057	0.139	0.001	0.651	0.003
GJ4100	114	2744	23.9	1.879	0.286	0.177	0.011	0.768	0.024
GJ4160	17	663	36.6	0.963	0.090	0.168	0.005	0.727	0.006
GJ4206	28	1416	25.0	1.544	0.197	0.154	0.006	0.692	0.015
GJ4254	27	1561	21.0	1.561	0.075	0.148	0.003	0.715	0.006
GJ4303	67	2554	15.6	3.221	0.464	0.224	0.012	0.973	0.047
GJ4332	20	3804	20.8	1.899	0.177	0.164	0.004	0.723	0.015
GJ9018	41	436	25.7	1.478	0.108	0.168	0.005	0.740	0.014
GJ9050	10	3654	33.4	1.267	0.106	0.181	0.007	0.783	0.015
GJ9066	24	1780	23.2	6.693	1.265	0.570	0.042	2.035	0.130
GJ9133	13	1187	53.6	0.603	0.046	0.119	0.004	0.777	0.011
GJ9137	18	4760	59.7	0.658	0.111	0.143	0.005	0.779	0.009
GJ9201	13	2251	46.2	0.863	0.091	0.162	0.004	0.758	0.008
GJ9206	11	1535	37.6	1.176	0.077	0.159	0.002	0.708	0.004
GJ9210	10	1764	24.6	0.739	0.018	0.119	0.001	0.580	0.004
GJ9349	17	1829	49.3	0.896	0.120	0.138	0.008	0.778	0.016
GJ9360	27	4420	548.7	0.395	0.148	0.095	0.007	0.817	0.010
GJ9425	81	4204	22.6	1.137	0.112	0.107	0.003	0.612	0.006
GJ9443	15	4422	45.1	0.727	0.085	0.153	0.006	0.729	0.005
GJ9482	39	4466	18.2	1.693	0.101	0.140	0.003	0.670	0.011
GJ9568	15	1136	99.1	0.531	0.197	0.108	0.006	0.832	0.009
GJ9588	34	2609	66.9	0.461	0.099	0.100	0.004	0.791	0.010
GJ9592	138	4494	28.6	1.331	0.133	0.159	0.006	0.736	0.018
L32-8	12	3374	63.5	1.002	0.112	0.116	0.005	0.868	0.008
LP816-60	133	4504	60.1	1.381	0.226	0.113	0.012	0.935	0.031
LTT1349	44	1849	17.3	1.714	0.107	0.136	0.003	0.682	0.013
HIP77518	11	1747	21.8	1.464	0.209	0.153	0.007	0.701	0.016
HIP95903	31	1869	24.7	1.034	0.088	0.120	0.004	0.631	0.005
BD-13 6424	12	317	8.2	8.347	0.350	0.347	0.016	2.112	0.080

Notes. Properties of the 177 stars in the nightly sample.

Table A.3. Stars in the season sample

Name	N_{seasons}	Span (days)	SCa	rms SCa	SNa	rms SNa	SH α	rms SH α
GJ54.1	10	4511	7.048	1.331	0.480	0.059	1.819	0.191
GJ87	8	4260	0.504	0.077	0.130	0.004	0.807	0.011
GJ163	7	2884	0.720	0.031	0.116	0.002	0.836	0.005
GJ176	8	4719	1.553	0.139	0.188	0.007	0.822	0.026
GJ180	5	2893	0.778	0.069	0.125	0.003	0.813	0.012
GJ191	9	4019	0.282	0.021	0.061	0.004	0.847	0.016
GJ221	4	2014	0.871	0.063	0.127	0.001	0.618	0.003
GJ229	8	4279	1.496	0.054	0.162	0.002	0.713	0.005
GJ273	12	4105	0.770	0.061	0.097	0.004	0.912	0.012
GJ317	4	2961	1.040	0.122	0.129	0.008	0.876	0.022
GJ357	4	1161	0.505	0.045	0.090	0.002	0.842	0.005
GJ361	6	1884	1.307	0.074	0.165	0.003	0.796	0.008
GJ390	4	859	1.732	0.069	0.180	0.003	0.781	0.007
GJ393	6	3223	1.022	0.070	0.147	0.002	0.807	0.007
GJ406	5	3236	39.911	15.140	3.233	0.170	6.542	0.394
GJ433	5	1701	0.851	0.056	0.139	0.004	0.760	0.009

GJ436	5	1511	0.665	0.017	0.114	0.003	0.820	0.003
GJ447	5	1053	1.307	0.101	0.103	0.007	0.935	0.014
GJ514	6	2502	1.074	0.037	0.152	0.001	0.728	0.003
GJ536	9	3647	1.131	0.074	0.165	0.003	0.744	0.007
GJ551	7	3747	12.624	1.597	0.905	0.119	2.539	0.268
GJ581	11	2441	0.515	0.037	0.082	0.004	0.886	0.007
GJ588	4	3591	0.997	0.068	0.148	0.005	0.828	0.021
GJ628	8	2911	0.738	0.062	0.096	0.003	0.897	0.010
GJ654	6	1215	0.585	0.015	0.148	0.002	0.765	0.004
GJ667C	10	4805	0.543	0.052	0.096	0.003	0.821	0.006
GJ674	7	4758	1.645	0.076	0.155	0.005	1.030	0.028
GJ676A	5	1591	1.531	0.056	0.130	0.004	0.676	0.008
GJ693	7	1179	0.620	0.045	0.099	0.004	0.867	0.007
GJ699	7	2220	0.681	0.052	0.084	0.007	0.882	0.010
GJ701	6	2296	0.980	0.050	0.147	0.002	0.746	0.003
GJ740	4	1168	1.575	0.067	0.156	0.002	0.707	0.011
GJ752A	8	4063	1.025	0.081	0.159	0.005	0.804	0.015
GJ754	7	1395	1.269	0.250	0.108	0.014	0.944	0.029
GJ832	5	4707	0.721	0.080	0.128	0.005	0.776	0.003
GJ846	4	1910	1.772	0.043	0.162	0.002	0.718	0.006
GJ876	9	3290	0.976	0.074	0.108	0.008	0.910	0.019
GJ880	7	1397	1.681	0.066	0.179	0.004	0.766	0.013
GJ887	7	4695	1.254	0.154	0.158	0.008	0.765	0.023
GJ908	6	2329	0.536	0.066	0.118	0.004	0.782	0.005
GJ1132	4	624	1.234	0.054	0.112	0.006	0.911	0.005
GJ1214	8	3225	1.282	0.175	0.282	0.174	0.965	0.017
GJ2049	4	1735	1.245	0.009	0.141	0.005	0.660	0.006
GJ2066	6	4067	0.877	0.021	0.143	0.004	0.785	0.004
GJ2126	6	1841	1.465	0.058	0.119	0.001	0.630	0.006
GJ3082	4	446	1.582	0.081	0.170	0.003	0.818	0.021
GJ3135	7	2815	0.706	0.142	0.091	0.009	0.864	0.017
GJ3293	7	2262	1.117	0.050	0.158	0.006	0.806	0.008
GJ3323	5	674	4.615	1.286	0.259	0.040	1.429	0.174
GJ3341	6	1384	0.771	0.098	0.138	0.007	0.768	0.007
GJ3470	9	3377	1.622	0.176	0.191	0.008	0.813	0.013
GJ3543	5	1537	2.211	0.063	0.204	0.006	0.943	0.022
GJ3634	4	678	0.940	0.086	0.138	0.006	0.774	0.004
GJ4100	7	1974	1.865	0.067	0.177	0.007	0.769	0.014
GJ9425	4	1413	1.185	0.089	0.108	0.002	0.613	0.004
GJ9592	6	1599	1.298	0.138	0.158	0.005	0.729	0.013
LP816-60	6	1111	1.409	0.131	0.112	0.007	0.936	0.014

Notes. Properties of the 57 stars in the season sample.

Table A.4. Stars with long-term chromospheric variability in our sample

Name	Sample	Ca	Na	H α	Comment
CD-246144	N	lin (N)	lin (N)		
GJ43	N	lin (N)	poly (N)	poly (N)	
GJ54.1	N,S			poly (S)	
		SIN (ST,LT)	SIN (CT)	SIN (LT)	
GJ87	N,S	LIN (N,S)	POLY (S)	lin (N)	constraint on P _{min}
			poly (N)		
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	
GJ91	N	LIN (N)	POLY (N)	lin (N)	
GJ93	N	lin (N)	POLY (N)	POLY (N)	
GJ149B	N	POLY (N)	poly (N)		constraint on P _{min}
		SIN (LT)	SIN (LT)		
GJ163	N,S	POLY (S)		POLY (S)	
GJ173	N	lin (N)		POLY (N)	
GJ176	N,S	LIN (S)	LIN (S)	LIN (S)	constraint on P _{min}
		lin (N)	lin (N)	lin (N)	
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	
GJ179	N		LIN (N)	lin (N)	

GJ180	N,S	POLY (S)	POLY (S)		
GJ182	N			poly (N)	
GJ191	N,S	POLY (S)	POLY (S)	POLY (S)	
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ208	N	POLY (N)	POLY (N)	POLY (N)	
GJ213	N,S	poly (N)			constraint on P_{\min}
GJ221	N,S	POLY (S)		POLY (S)	constraint on P_{\min}
		LIN (N)			
		SIN (ST,LT)	SIN (ST)		
GJ229	N,S	LIN (S)			constraint on P_{\min}
		lin(N)			
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (LT)	
GJ273	N,S	POLY (S)	POLY (S)		constraint on P_{\min}
		poly (N)			
		SIN (LT)	SIN (LT)	SIN (LT)	
GJ317	N,S	POLY (S)	LIN (N,S)		constraint on P_{\min}
		lin (N)		lin (N)	
		SIN (LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	
GJ341	N	lin (N)	lin (N)	lin (N)	constraint on P_{\min}
GJ357	N,S	poly (N)			
GJ358	N			lin (N)	
GJ361	N,S	SIN (LT)	SIN (ST)	SIN (LT)	
GJ367	N	lin (N)	lin (N)		
GJ369	N		lin (N)	lin (N)	
		SIN (LT)	SIN (LT)	SIN (ST,LT)	
GJ390	N,S	POLY (S)	POLY (S)	POLY (S)	
GJ393	N,S	poly (S)		POLY (S)	constraint on P_{\min}
		lin (N)			
		SIN (LT)	SIN (ST)	SIN (LT)	
GJ406	N,S	POLY (S)		LIN (S)	constraint on P_{\min}
		lin (N)			
GJ442	N		poly (N)		
GJ433	N,S	POLY (S)	POLY (S)		
		poly (N)			
		SIN (ST)	SIN (ST)	SIN (LT)	
GJ436	N,S	POLY (S)	LIN (S)		constraint on P_{\min}
			lin (N)		
GJ438	N			poly (N)	
GJ447	N,S	POLY (S)			
		poly (N)			
		SIN (LT)	SIN (ST,LT)		
GJ480	N			poly (N)	
GJ514	N,S	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	SIN (ST,LT)	
GJ526	N	poly (N)			
GJ536	N,S	LIN (S)			constraint on P_{\min}
		lin (N)			
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	
GJ551	N,S		lin (N)		constraint on P_{\min}
GJ569	N			poly (N)	
GJ581	N,S	lin (S)	poly (S)	POLY (S)	
		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ588	N,S	POLY (S)	POLY (S)		
		poly (N)	poly (N)	poly (N)	
		SIN (ST)	SIN (LT)	SIN (ST)	
GJ620	N	poly (N)		poly (N)	
GJ628	N,S	POLY (S)			constraint on P_{\min}
		lin (N)		poly (N)	
		SIN (LT)	SIN (LT)	SIN (ST,LT)	
GJ637	N	poly (N)			
GJ645	N	lin (N)	POLY (N)		
GJ654	N,S	poly (N)		lin (N)	constraint on P_{\min}
		SIN (ST,LT)	SIN (ST)	SIN (ST,LT)	
GJ660	N			poly (N)	
GJ667C	N,S	lin (S)		poly (S)	

GJ676A	N,S	SIN (ST,LT) POLY (S)	SIN (ST,LT) POLY (S)	SIN (ST) POLY (S) lin (N)	
GJ680	N	SIN (ST)	SIN (ST,LT) lin (N)	SIN (LT)	
GJ682	N	poly (N)	POLY (N)	poly (N)	
GJ686	N	poly (N)	lin (N)	lin (N)	
GJ693	N	SIN (ST)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ696	N	POLY (N) SIN (LT)	POLY (N) SIN (LT)	poly (N) SIN (ST)	
GJ699	N,S	POLY (S)	POLY (S)		
GJ701	N,S	poly (N) lin (N)	poly (N) POLY (S)	POLY (S)	constraint on P_{\min}
GJ740	N,S	SIN (ST) POLY (S)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ752A	N,S	LIN (N,S)	lin (N)	LIN (S) lin (N)	constraint on P_{\min}
GJ754	N	SIN (ST,LT) poly (S) SIN (LT)	SIN (ST,LT) poly (S) SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT) SIN (LT)	
GJ803	N			lin (N)	
GJ816	N		poly (N)		
GJ832	N,S	POLY (N,S)	POLY (S) poly (N)		
GJ849	N	SIN (LT)	SIN (ST,LT) LIN (N)	SIN (ST)	constraint on P_{\min}
GJ855	N		lin (N)	poly (N)	
GJ864	N	lin (N)	LIN (N)		
GJ876	N,S	lin (S)	LIN (S)	poly (S)	
GJ880	N,S	SIN (ST) lin (N)	SIN (ST,LT) LIN (S) lin(N)	SIN (ST,LT) LIN (S) lin (N)	constraint on P_{\min}
GJ887	N,S	SIN (ST,LT) poly (N,S) SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT) poly (N,S) SIN (LT)	SIN (ST,LT) poly (N,S) SIN (ST,LT)	constraint on P_{\min}
GJ908	N,S	LIN (S) lin (N)	LIN (S) lin (N)		constraint on P_{\min}
GJ1001A	N	SIN (ST) LIN (N)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ1075	N	LIN (N)		lin (N)	constraint on P_{\min}
GJ1100	N	LIN (N)	lin (N)	poly (N)	
GJ1132	N,S	LIN (S)	POLY (S)		
GJ1214	N,S			poly (S)	
GJ1236	N		poly (N)		
GJ2049	N		poly (N)		
GJ2056	N	POLY (N)	poly (N)	lin (N)	
GJ2066	N,S		LIN (S)	poly (S)	
GJ2126	N,S	SIN (LT)			
GJ3018	N	poly (N)		POLY (N)	
GJ3053	N,S	SIN (ST)	SIN (ST,LT)	SIN (ST)	
GJ3082	N,S		POLY (S)		
GJ3135	N,S	poly (N,S)	POLY (S) poly (N)	poly (N)	
GJ3148	N	SIN (LT) lin (N)	SIN (ST,LT) lin (N)	SIN (LT) LIN (N)	
GJ3192	N	poly (N)		lin (N)	
GJ3218	N		poly (N)	poly (N)	
GJ3221	N	poly (N)		poly (N)	
GJ3256	N		LIN (N)	LIN (N)	
GJ3293	N,S	SIN (ST)		SIN (LT)	
GJ3307	N	SIN (ST) POLY (N)	SIN (ST) POLY (N)	SIN (ST,LT) POLY (N)	
GJ3341	N,S	POLY (S) poly (N)	POLY (N,S)	lin (N)	constraint on P_{\min}

			SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (LT)	
GJ3403	N		poly (N)			
GJ3404	N		LIN (N)	lin (N)	LIN (N)	
GJ3470	N,S		POLY (S)		POLY (S)	
			poly (N)		poly (N)	
GJ3502	N		lin (N)	POLY (N)		
GJ3528	N		lin (N)	POLY (N)		
GJ3543	N,S		POLY (S)			
			SIN (ST)	SIN (LT)	SIN (LT)	
GJ3591	N		POLY (N)	poly (N)		
GJ3634	N,S		poly (N)			
			SIN (LT)	SIN (ST)	SIN (ST)	
GJ3643	N			poly (N)		
GJ3708	N			lin (N)		
GJ3737	N		poly (N)			
GJ3779	N			poly (N)		
GJ3804	N		LIN (N)	LIN (N)		
GJ3822	N		poly (N)	lin (N)	poly (N)	constraint on P_{\min}
			SIN (ST,LT)	SIN (LT)	SIN (ST)	
GJ3874			LIN (N)	lin (N)	LIN (N)	
GJ3915	N		poly (N)			
GJ3969	N		poly (N)	poly (N)	lin (N)	
			SIN (ST)	SIN (LT)		
GJ4001	N		POLY (N)			
GJ4079	N		poly (N)			
GJ4092	N		poly (N)	POLY (N)	poly (N)	
GJ4100	N,S		LIN (S)	POLY (S)	POLY (S)	
				poly (N)	poly (N)	
GJ4160	N			poly (N)		
GJ4206	N		lin (N)	poly (N)	lin (N)	
GJ4254	N		lin (N)			
GJ9018	N			poly (N)		
GJ9133			poly (N)	LIN (N)	POLY (N)	
GJ9201	N		poly (N)	lin (N)	poly (N)	
GJ9206	N		lin (N)			
GJ9349	N		lin (N)	lin (N)	lin (N)	
GJ9360	N				POLY (N)	
GJ9425	N,S		LIN (S)	LIN (S)		constraint on P_{\min}
			lin (N)	lin (N)		
			SIN (LT)	SIN (LT)		
GJ9443	N			lin (N)		
GJ9482	N		poly (N)		poly (N)	constraint on P_{\min}
GJ9568	N		poly (N)			
GJ9588	N			poly (N)	poly (N)	
GJ9592	N,S		LIN (S)	LIN (S)	LIN (S)	constraint on P_{\min}
			poly (N)	poly (N)	poly (N)	
			SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	
LP816-60	N,S		SIN (ST,LT)	SIN (ST,LT)	SIN (LT)	
HIP77518	N		lin (N)	lin (N)		
HIP95903	N				lin (N)	
BD-13 6424	N		poly (N)	lin (N)	lin (N)	

Notes. Stars in our sample with long-term chromospheric variability, with the linear, polynomial or sinusoidal model. "LIN" and "POLY" indicate that the classification (Sect. 4.3) was made based on the strict F_{red} threshold ($F_{\text{red}} > 0.5$), while "lin" and "poly" correspond to the lower threshold (0.2). N and S indicate the nightly or seasons sample respectively. The sinusoidal model (SIN) is indicated when there is a peak above the 1% fap level (Sect. 5.1), either short-term (ST) or long-term (LT), before validation of the cycle period. Stars with only ST sinusoidal variability are not indicated. The last column flags the stars for which it has been possible to estimate a lower limit for a cycle period for at least one activity index based on synthetic time series (Sect. 4.5). In this table, the threshold between short-term and long-term timescales is set at 1 year.

Table A.5. M dwarfs with estimated P_{cyc} and P_{\min}

Name	V-K	$\log R'_{HK}$	P_{cyc} (days)	Method P_{cyc}	Ref. P_{cyc}	P_{rot} (days)	Ref. P_{rot}	Comment
Partially convective stars								

GJ2	4.09	-4.84	1169±36	Spectro+Phot	18	21.2 ^{+0.5} _{-0.5}	18	
GJ15A	4.04	-5.27	1023±183	Spectro+Phot	18	45.0 ^{+4.4} _{-4.4}	18	
GJ87 (N)	3.96	-5.36	8190±1823	Ca	0	73 ⁺¹⁸ ₋₁₄	(*)	(sp)
			2948±89	H α	0			
			>5100	Ca	0			
			>4600	Na	0			
			>900	H α	0			
			1277±34	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			5015±186	Phot	0			Main P _{cyc} (sp)
GJ162	4.01	-4.95	1753±73	Spectro+Phot	18	32.4 ^{+1.6} _{-1.6}	18	(sp)
GJ176	4.34	-4.81	2155±256	Phot	13	39.9 ^{+1.0} _{-1.0}	3,12,13	
			>2900	Ca	0			
			>2200	Na	0			
			>2500	H α	0			
GJ180 (N)	4.30	-5.13	2748±20	Phot	0	51.2 ^{+10.1} _{-12.6}	(*)	
GJ182	3.85	-3.99	1753	Phot	20	4.4	3,20	
GJ184	3.89	-5.09	950±219	Spectro+Phot	18	25.0 ^{+0.1} _{-0.1}	18	
GJ191 (N)	3.80	-5.82	891±7	Na	0	147 ⁺²⁹ ₋₃₆	(*)	
GJ205	4.07	-4.54	1350	Phot	5	33.4 ^{+0.1} _{-0.1}	13,20	Sec. P _{cyc}
			3945±402	Phot	13			Main P _{cyc} (sp)
			1424±110	Phot	13			Sec. P _{cyc}
			1279	Phot	20			Sec. P _{cyc}
			1296±54	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			3227±136	Phot	0			Main P _{cyc}
GJ208 (N)	3.63	-4.09	7008±219	Phot	0	10.5 ^{+2.1} _{-2.6}	(*)	(sp)
GJ221 (N)	3.39	-4.72	5783±1555	Ca	0	27 ⁺⁷ ₋₆	(*)	(sp)
			1008±65	Phot	0			Main P _{cyc}
			4125±783	Phot	0			Sec. P _{cyc}
GJ229	3.96	-4.66	1627±103	Ca+Phot	4	27.3 ^{+0.1} _{-0.1}	13	Sec. P _{cyc}
			3068±110	Phot	13			Main P _{cyc}
			5640±506	Ca	0			(sp)
			713±8	H α	0			
			>1000	Ca	0			
			1376±38	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			3234±92	Phot	0			Main P _{cyc}
GJ239	3.73	-4.83	1790±146	Ca	14	32.4 ^{+7.9} _{-6.4}	(*)	
GJ270	3.68	-4.35	2687±16	H α	8	15.6 ^{+14.6} _{-3.8}	(*)	
GJ341 (N)	3.88	-4.67	>3100	Ca	0	26 ⁺⁶ ₋₅	(*)	
			>3500	Na	0			
			>3000	H α	0			
GJ358	4.64	-4.61	1790±37	Phot	13	25.2 ^{+10.0} _{-0.1}	12,13	Sec. P _{cyc}
			1680	Phot	20			Sec. P _{cyc}
			1656±15	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			7627±59	Phot	0			Main P _{cyc} (sp)
GJ382	4.25	-4.61	4967±621	Phot	13	21.45 ^{+0.15} _{-0.15}	13	
GJ393 (N)	4.34	-5.03	>1700	Ca	0	44 ⁺¹¹ ₋₉	(*)	
			726±3	Phot	0			
GJ408	4.52	-5.32	1936±219	Phot	13	58 ⁺¹⁰ ₋₁₀	18	
GJ411	4.18	-5.19	1424±53	Phot+UV+X	15	54.0	14	Sec. P _{cyc}
			4639±858	Phot+UV+X	15			Main P _{cyc}
GJ436 (N)	4.54	-5.35	>1700	Na	0	72.1 ^{+14.2} _{-17.7}	(*)	
GJ476	4.25	-5.20	1066±200	H α	8	55.0 ^{+5.5} _{-5.5}	18	
GJ479	4.64	-4.75	730±37	Phot	13	22.5 ^{+0.1} _{-0.1}	12	
GJ494	4.17	99.00	1278	Phot	20	2.9	20	
GJ514	3.99	-4.86	3616±1388	Phot	13	28.8 ^{+2.9} _{-2.9}	12	Sec. P _{cyc} (sp)
			980±26	Ca	0			
			1141±71	Phot	0			Main P _{cyc}
			3801±333	Phot	0			Sec. P _{cyc}
GJ521A	3.91	-5.36	657±37	Spectro+Phot	18	49.5 ^{+3.5} _{-3.4}	18	
GJ536 (N)	4.02	-4.83	793±16	Ca	0	43.1 ^{+0.1} _{-0.1}	13	
			746±21	Na	0			

			>3700	Ca	0			
GJ588	4.55	-5.13	1899±256	Phot	13	61.3 ^{+6.5} _{-18.0}	12,13	
			2977±174	Na	0			
GJ618	4.64	-5.26	1242	Phot	20	57.4	20	
GJ625	4.24	-5.50	1205±548	Spectro+Phot	18	77.8 ^{+5.5} _{-5.5}	18	
GJ654 (N)	4.10	-5.27	>2100	Ca	0	49.0	16	
			>2900	H α	0			
GJ667C	4.18	-5.37	1161	Na	6	103.9 ^{+0.7} _{-0.7}	12	
GJ674	4.55	-4.84	3689±292	Phot	13	33.9 ^{+1.0} _{-1.0}	12,13	(sp)
			4181±201	Phot	0			(sp)
GJ676A	3.76	-4.59	1224	Na	6	41.2 ^{+3.8} _{-3.8}	12	
			2739±219	Phot	13			
			740±15	Na	0			
			2982±269	H α	0			
			2716±51	Phot	0			
GJ680	4.30	-5.05	1826±73	Phot	13	45.2 ^{+11.1} _{-8.8}	(*)	Main P _{cyc}
			867±20	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			1918±48	Phot	0			Main P _{cyc}
GJ696 (N)	3.61	-4.49	7360±171	Phot	0	19.3 ^{+3.8} _{-4.8}	(*)	(sp)
GJ701 (N)	4.05	-4.92	3205±269	Na	0	127.8 ^{+3.2} _{-3.2}	12	
GJ720A	3.75	-5.03	840±183	Spectro+Phot	18	34.5 ^{+4.7} _{-4.7}	18	
GJ730	3.88	-4.60	994±40	H α	8	22.8 ^{+5.6} _{-4.5}	(*)	
GJ740	3.86	-4.61	2045±37	Spectro+Phot	18	36.3 ^{+1.7} _{-1.7}	18	
GJ752A	4.44	-5.07	2704±289	Ca+Phot	4	46.2 ^{+0.6} _{-29.4}	2,12,13	Main P _{cyc}
			3396±694	Phot	13			Main P _{cyc} (sp)
			5822±562	Ca	0			(sp)
			1255±36	Na	0			
			4947±31	H α	0			(sp)
			>4100	Ca	0			
			>1200	Na	0			
			>2300	H α	0			
			1186±53	Phot	0			Main P _{cyc}
			5200±303	Phot	0			Sec. P _{cyc}
GJ803	4.10	-3.87	2776±146	Phot	13	4.855 ^{+0.050} _{-0.050}	20,23	Sec. P _{cyc}
			1811±82	Ca+Phot	23			Sec. P _{cyc}
			5950±265	Ca+Phot	23			Main P _{cyc}
			1753	Phot	20			Sec. P _{cyc}
			1023	Phot	20			Sec. P _{cyc}
GJ832	4.17	-5.16	1726	Na	6	45.7 ^{+9.3} _{-9.3}	12	Main P _{cyc}
			4821±1534	Phot	13			Main P _{cyc} (sp)
			2357±69	Ca	0			
			2346±76	Na	0			
			1114±74	Phot	0			Sec. P _{cyc}
			5331±306	Phot	0			Main P _{cyc} (sp)
GJ841	4.61	-4.37	1278	Phot	20	1.1	20	
GJ846	3.82	-4.52	3105±365	Phot	13	31.0 ^{+0.1} _{-0.1}	12	
GJ867A	4.28	-4.19	1461	Phot	20	4.2	20	
GJ880 (N)	4.12	-4.68	4685±354	Ca	0	37.5 ^{+0.1} _{-0.1}	12	(sp)
			5330±418	Na	0			(sp)
			5203±584	H α	0			(sp)
			>2300	Ca	0			
			>3900	Na	0			
			>2100	H α	0			
			387±6	Phot	0			
			909±33	Phot	0			
GJ887 (N)	3.88	-4.70	2411±53	Na	0	27 ⁺⁷ ₋₅	(*)	
			>1500	Na	0			
			>1300	H α	0			
GJ908 (N)	3.95	-5.28	>3700	Ca	0	64 ⁺¹⁷ ₋₁₃	(*)	
			>3400	Na	0			
			1303±123	Phot	0			
GJ1054A	3.92	-3.98	1278	Phot	20	7.4	20	

GJ1075 (N)	3.49	-4.34	>800	Ca	0	15^{+4}_{-3}	(*)		
			1092±27	Phot	0			Sec. P _{cyc}	
			4037±319	Phot	0			Main P _{cyc} (sp)	
GJ1264	3.99	-4.05	1644	Phot	20	6.7	20		
GJ2036A	4.47	99.00	1790	Phot	20	3.0	20	Main P _{cyc}	
			913	Phot	20			Sec. P _{cyc}	
GJ2056 (N)	3.49	-4.75	1616±26	Phot	0	$28.9^{+7.1}_{-5.7}$	(*)		
GJ2066 (N)	4.33	-5.10	1224±33	Phot	0	$48.8^{+9.6}_{-12.0}$	(*)	Main P _{cyc}	
			2759±620	Phot	0			Sec. P _{cyc}	
GJ2126 (N)	3.12	-4.34	1465±90	Ca	0	$15.4^{+3.8}_{-3.0}$	(*)		
			3236±331	Phot	0			(sp)	
GJ3135 (N)	4.61	-5.42	>1800	Na	0	80^{+20}_{-16}	(*)		
GJ3148 (N)	4.90	-4.36	1813±26	Phot	0	$15.9^{+3.1}_{-3.9}$	(*)		
GJ3331	4.29	-3.88	1242	Phot	20	13.7	20		
GJ3341 (N)	4.35	-5.26	>1100	Na	0	62^{+15}_{-12}	(*)		
GJ3367	3.77	-4.04	2411	Phot	20	12.1	20		
GJ3634 (N)	4.46	-5.09	3505±60	Phot	0	49^{+12}_{-9}	(*)	(sp)	
GJ3822	3.93	-4.47	4939±1498	Spectro+Phot	18	$18.3^{+0.1}_{-0.1}$	18	(sp)	
			>1600	Na	0				
GJ3997	3.92	-4.78	804±475	Spectro+Phot	18	37^{+13}_{-13}	18		
GJ3998	4.01	-5.01	657±146	Spectro+Phot	18	$33.6^{+3.6}_{-3.6}$	18		
GJ4001 (N)	3.86	-4.66	4427±1449	Phot	0	$25.1^{+3.0}_{-6.2}$	(*)	(sp)	
GJ4057	3.79	-5.03	950±219	Spectro+Phot	18	$26.7^{+0.1}_{-0.1}$	18		
GJ4306	4.11	-4.84	1607±329	Spectro+Phot	18	$27.0^{+2.5}_{-2.5}$	18		
GJ9425 (N)	3.42	-4.59	3031±173	Ca	0	23^{+6}_{-4}	(*)		
			>2500	Na	0				
			1022±60	Phot	0			Sec. P _{cyc}	
			2645±164	Phot	0			Main P _{cyc}	
GJ9482 (N)	3.59	-4.45	4215±154	Phot	0	18^{+4}_{-4}	(*)	(sp)	
GJ9592 (N)	4.01	-4.75	3527±170	Ca	0	29^{+7}_{-6}	(*)		
			3734±186	Na	0				
			1647±41	H α	0				
			>3500	Ca	0				
			>2800	Na	0				
			>3200	H α	0				
HIP1910	3.84	99.00	1025±52	Phot	17	1.8	17		
HIP23309	3.73	-3.71	1666±192	Phot	17	8.7	17		
HIP36349	4.36	99.00	1904±175	Phot	17	1.6	17	Main P _{cyc}	
			1379±115	Phot	17			Sec. P _{cyc}	
TWA2	4.41	99.00	1489±110	Phot	17	4.8	17		
TYC5832-0666-1	4.07	99.00	1695±259	Phot	17	5.7	17		
EYDra	4.09	99.00	348	Phot	7	0.5	7		
Transition stars									
GJ149B (N)	2.66	-4.69	>2200	Ca	0	26^{+6}_{-5}	(*)		
GJ273	5.01	-5.52	2411±475	Phot	13	$115.9^{+19.4}_{-19.4}$	12		
			1975±49	Ca	0				
			>1600	Ca	0				
			2258±266	Phot	0				
GJ317	4.95	-4.57	1899±110	Phot	13	$52.3^{+1.7}_{-1.7}$	12		
			2133±60	H α	0				
			>1500	Na	0				
GJ375	5.06	-4.83	763	Ca	1	1.9	1		
GJ388	4.93	-4.19	2769±106	Ca+Phot	11	2.2	11		
GJ431	5.02	-4.45	1826	Phot	20	14.3	20		
GJ693 (N)	4.77	-5.53	1162±52	Na	0	95^{+23}_{-19}	(*)		
GJ729	5.06	-4.33	2593±37	Phot	13	$2.9^{+0.1}_{-0.1}$	13,20,21	Main P _{cyc}	
			767±37	Phot	13			Sec. P _{cyc}	
			1521±20	Ca+Na+H α	25			Main P _{cyc}	
			297±2	Ca+Na+H α	25			Sec. P _{cyc}	
			1790	Phot	20			Main P _{cyc}	
			758±3	Phot	0			Main P _{cyc}	
			3561±72	Phot	0			Sec. P _{cyc}	

GJ849	4.77	-5.21	3725±329	Phot	13	39.2 ^{+6.3} _{-6.3}	12	(sp)	
			>2400	Na	0				
			3815±364	Phot	0			(sp)	
GJ876 (N)	5.18	-5.40	5966±775	Na	0	87.3 ^{+5.7} _{-5.7}	12	(sp)	
			2065±80	H α	0				
			1647±92	Phot	0				
Fully convective stars stars									
GJ213 (N)	5.12	-5.88	>1300	Ca	0	160 ⁺³⁹ ₋₃₁	(*)		
GJ234	5.58	-4.35	2009±183	Phot	13	8.1 ^{+0.1} _{-0.1}	13		
GJ285	5.53	-4.02	3872±146	Phot	13	2.8 ^{+0.1} _{-0.1}	13	(sp)	
GJ406	7.42	-4.38	3251±73	Phot	13	2.704 ^{+0.003} _{-0.003}	22	(sp)	
			>1700	Ca	0				
			3373±12	Phot	0			(sp)	
GJ447	5.50	-5.36	1496±110	Phot	13	165.1 ^{+0.8} _{-44.0}	13		
			1956±98	Ca	24				
			2064±120	Ca	0				
			806±16	Na	0				
			1556±71	Phot	0				
GJ526	4.08	-5.09	3616±1023	Phot	13	52.3 ^{+1.7} _{-17.5}	12	(sp)	
GJ551	6.75	-4.72	2484±110	Phot	13	99.5 ^{+17.5} _{-17.5}	3,12,13		
			2257	Phot+UV+X	15				
			>5100	Na	0				
			2561±67	Phot	0				
GJ581	4.72	-5.66	1633±93	H α	8	132.5 ^{+66.3} _{-66.3}	10,12		
			2265±329	Phot	13				
			1407	Na	6				
			1419±72	Ca	0				
			2270±59	Phot	0				
GJ628	5.00	-5.61	1607±73	Phot	13	119.3 ^{+0.5} _{-0.5}	13	Main P _{cyc}	
			4155±258	Ca	0			(sp)	
			1460±44	Na	0				
			1726±72	H α	0				
			>1200	Ca	0				
			>1000	H α	0				
			395±4	Phot	0			Sec. P _{cyc}	
			1272±22	Phot	0			Main P _{cyc}	
GJ699	4.99	-5.61	3800±600	Ca+Phot	21	150 ⁺²⁰ ₋₂₀	12,21		
GJ754 (N)	5.38	-5.40	659±14	Ca	0	77 ⁺¹⁹ ₋₁₅	(*)		
			1739±64	Na	0				
			1522±74	H α	0				
LP816-60	5.26	-5.23	3872±621	Ca	14	67.6 ^{+0.1} _{-0.1}	13	(sp)	
			606±14	Na	0				

Notes. P_{cyc} and P_{rot} from the literature as well as from our analysis of chromospheric time series and photometric time series (101 stars). The lower estimate of cycle periods derived from linear and polynomial analysis of Sect. 4.5 is also indicated (corresponding to Table. A.4). Several results may correspond to a given star, sometimes from the same publication (including this paper) when two simultaneous periods have been identified. The references correspond to: (0) This paper, (1) Díaz et al. (2007), (2) Cincunegui et al. (2007a), (3) Kiraga & Stepien (2007), (4) Buccino et al. (2011), (5) Savanov (2012), (6) Gomes da Silva et al. (2012), (7) Vida et al. (2013), (8) Robertson et al. (2013), (9) Pace (2013) for the S-index followed by a conversion based on Astudillo-Defru et al. (2017), (10) Robertson & Mahadevan (2014), (11) Buccino et al. (2014), (12) Suárez Mascareño et al. (2015), (13) Suárez Mascareño et al. (2016), (14) Oláh et al. (2016), (15) Wargelin et al. (2017), (16) Astudillo-Defru et al. (2017), (17) Distefano et al. (2017), (18) Suárez Mascareño et al. (2018), (19) Boro Saikia et al. (2018), (20) Küker et al. (2019), (21) Toledo-Padrón et al. (2019), (22) Díez Alonso et al. (2019), (23) Ibañez Bustos et al. (2019a), (24) Ibañez Bustos et al. (2019b), (25) Ibañez Bustos et al. (2020), (26) Perdelwitz et al. (2021), (*) Rotation period converted from the log R'_{HK} value and the P_{rot}-log R'_{HK} law from Astudillo-Defru et al. (2017). The V-K values are from Table A.1 for stars in our sample, and are either from the CDS, or based on a G-K law as for some of the stars in our sample otherwise. The log R'_{HK} is from our analysis in most cases, except for: GJ2, GJ15A, GJ162, GJ184, GJ408, GJ521A, GJ625, GJ720A, GJ3997, GJ3998, GJ4057, and GJ4306 (Suárez Mascareño et al. 2018), GJ176 (Suárez Mascareño et al. 2015), GJ730, GJ867A, and GJ1054A (Astudillo-Defru et al. 2017), GJ239, GJ270, and GJ375 from the S-index in Pace (2013), HIP23309 (Boro Saikia et al. 2018). (N) after the name highlights stars with no previously published cycle period. "Spectro" indicates the use of a combination of chromospheric, RV, line bisector variation and/or full width at half maximum of the line. Phot is most of the time ASAS photometry in the V-band. In the comment column, (sp) means a period longer than the temporal coverage of the observations; "Main P_{cyc}" and "Sec. P_{cyc}" correspond to the identification of the main or secondary periods respectively (see Set. 5.2.3 and 5.4). The classification in partially convective, transition, and fully convective stars is based on spectral types earlier than M3, M3.5, and later than M4 respectively, from the CDS.

Appendix B: Chromospheric and photometric time series with fitted long-term periods

In this section, we illustrate the time series and fits resulting from our analysis. Figure B.1 shows the fit on activity index when the long-term peak has been validated (see Sect. 5.1 and 5.2), Fig. B.2 shows our fit using a one sinusoidal model on photometric time series, and Fig. B.3 shows similar fits using a two sinusoidal model (see Sect. 6.2).

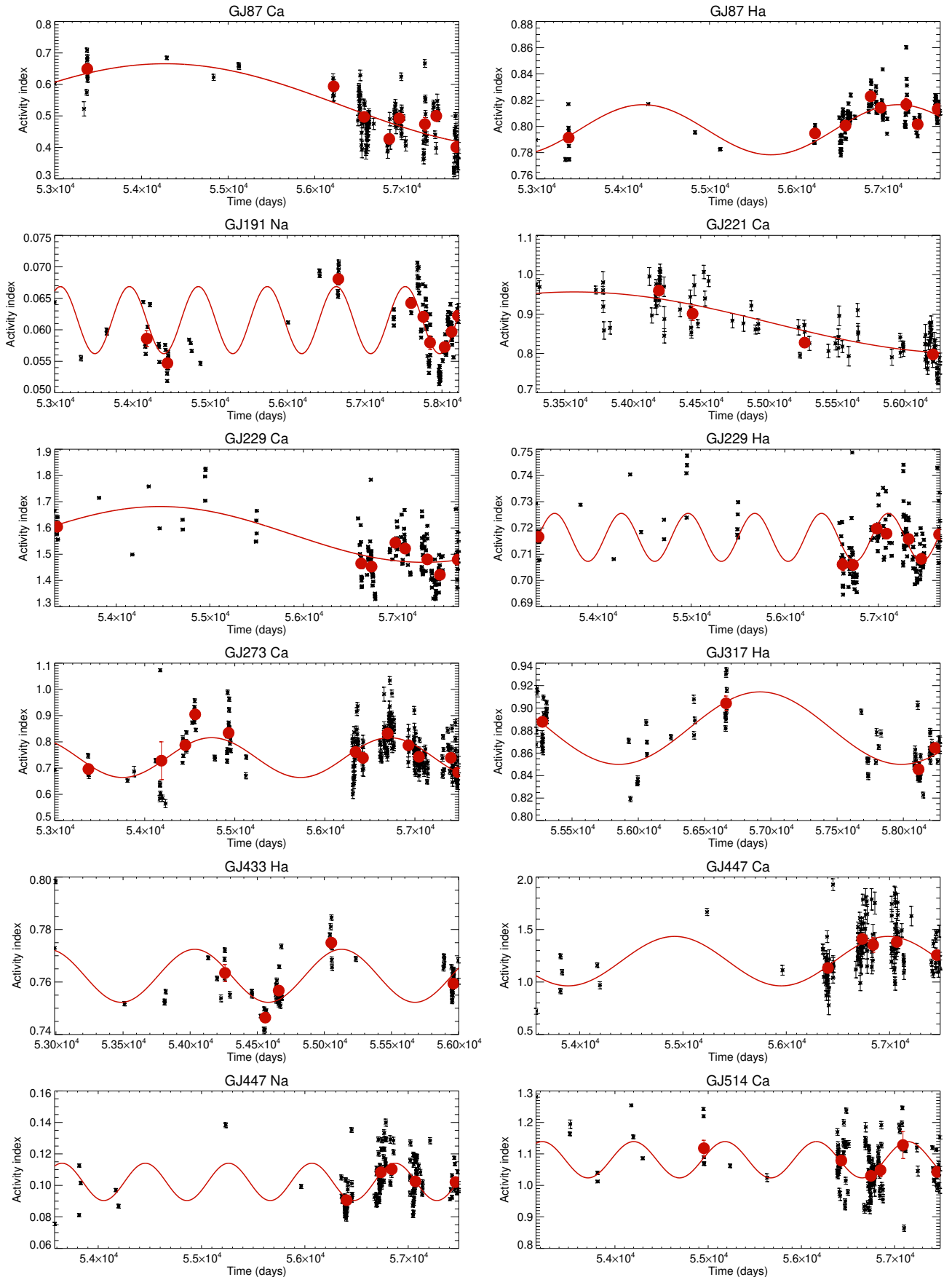


Fig. B.1. Fits of chromospheric time series (red curves). Small dots correspond to nightly values and red circles to seasons.

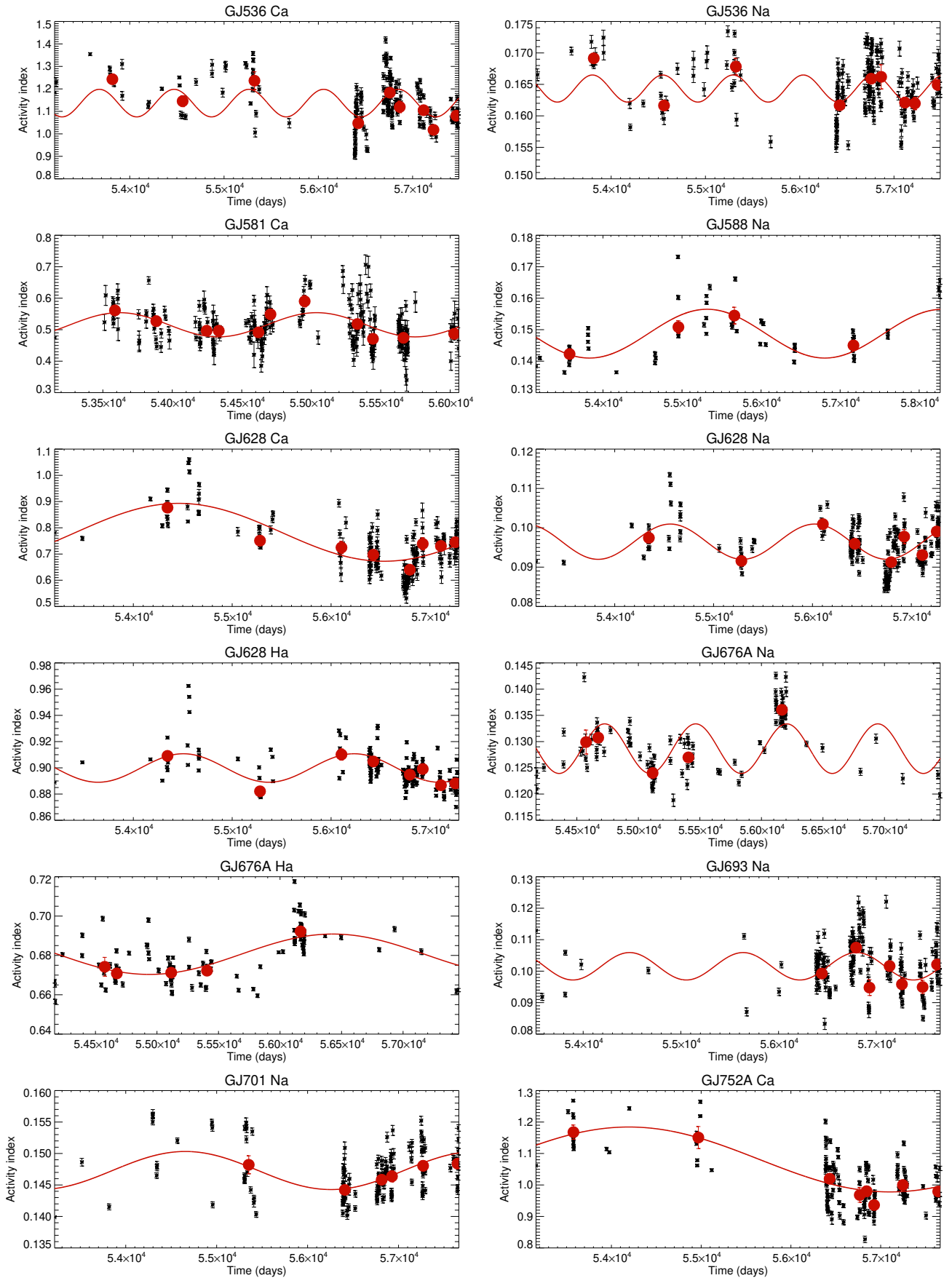


Fig. B.1. Fits of chromospheric time series (con't).

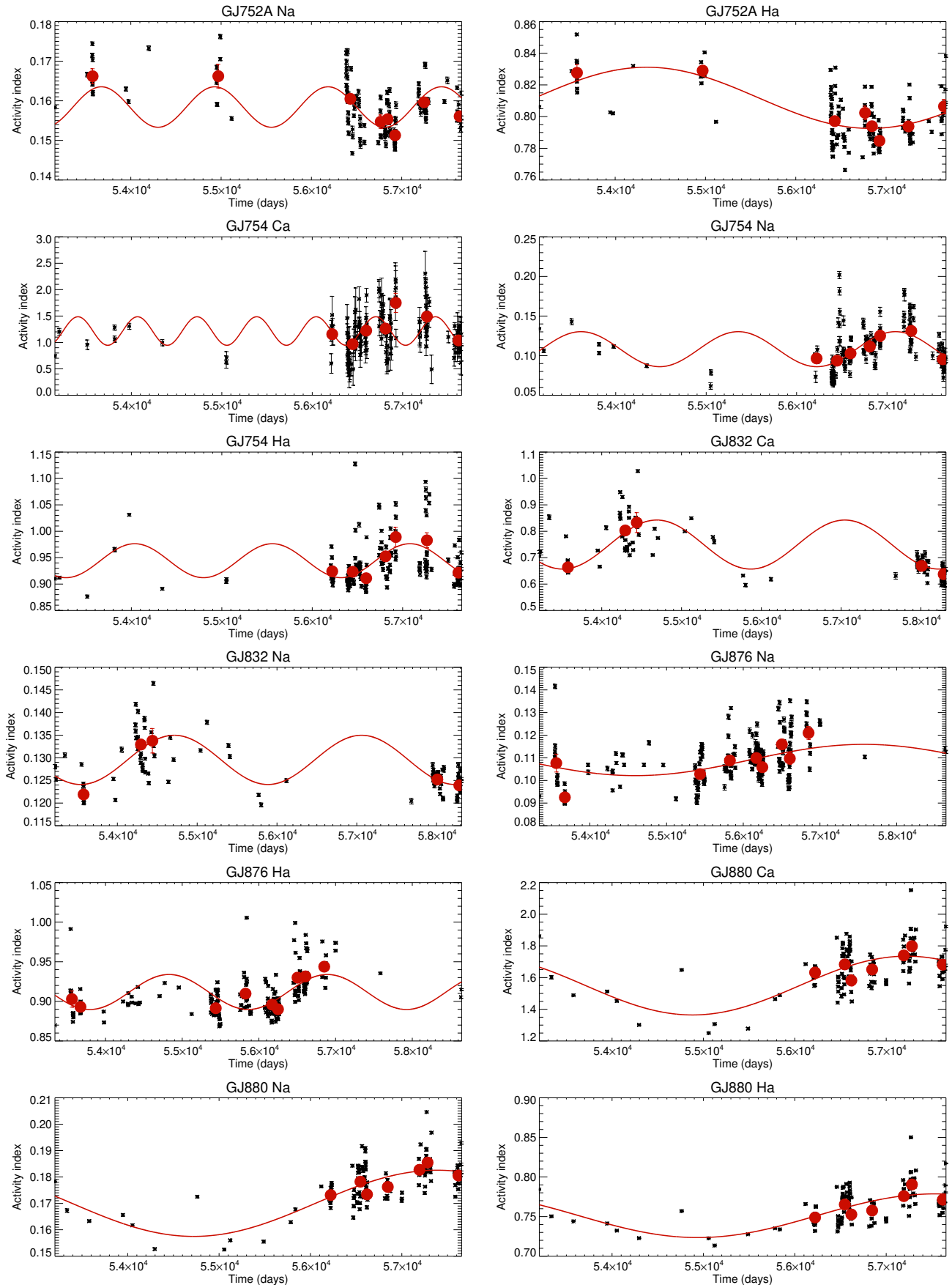


Fig. B.1. Fits of chromospheric time series (con't).

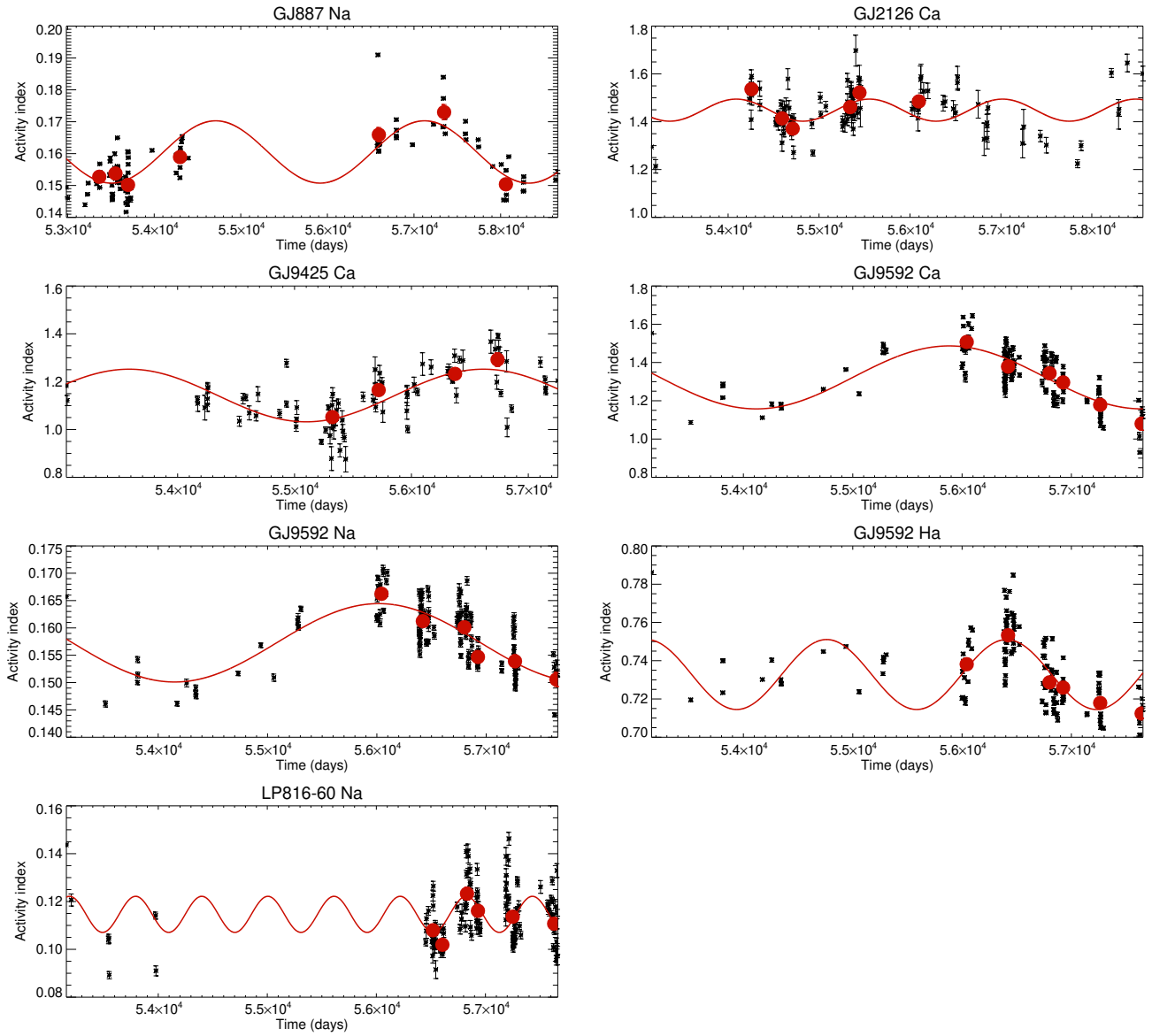


Fig. B.1. Fits of chromospheric time series (con't).

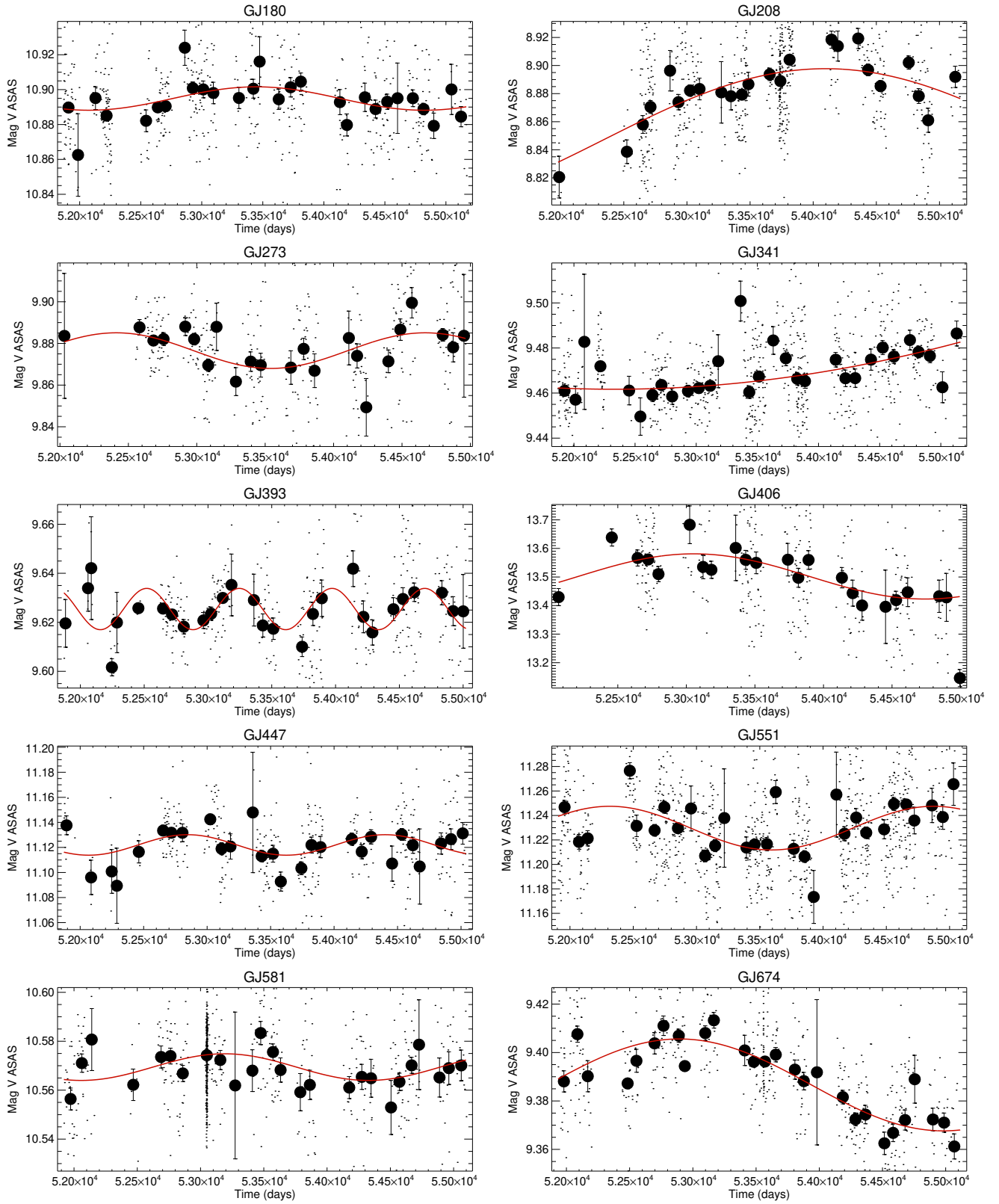


Fig. B.2. Fits of photometric time series with one long-term sinusoidal functions (red curve). Small dots correspond to nightly values and large circles to 100 days bins. **proposition a discuter**

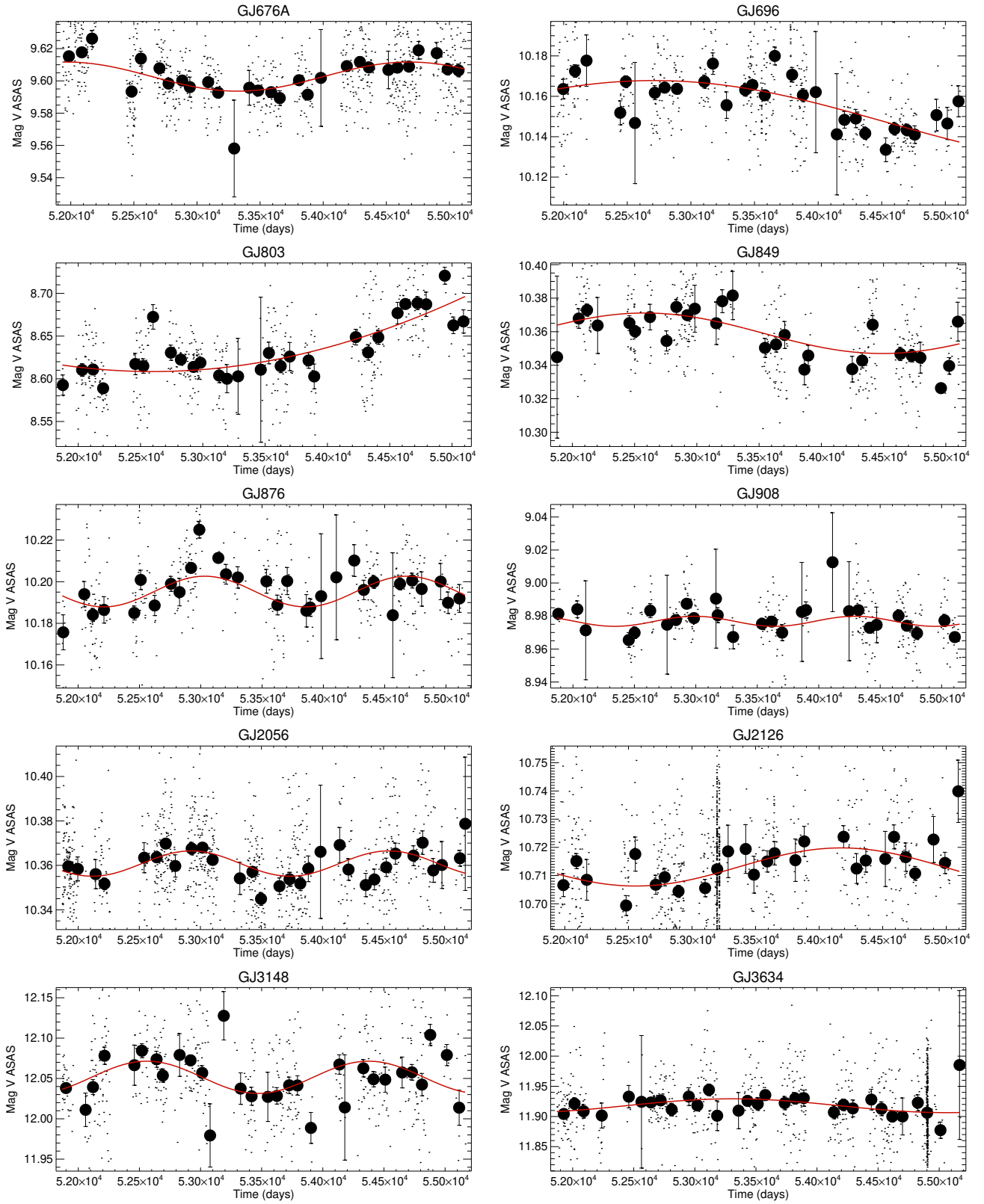


Fig. B.2. Fits of photometric time series with one long-term sinusoidal function (cont).

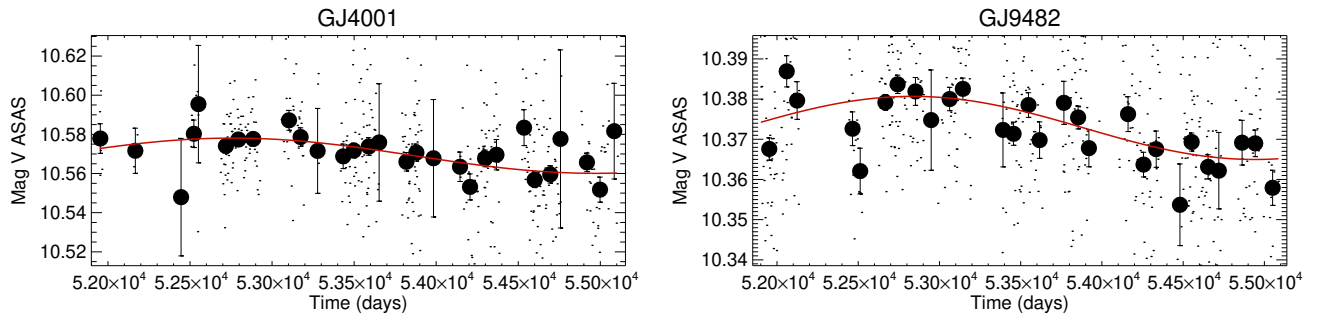


Fig. B.2. Fits of photometric time series with one long-term sinusoidal function (con't).

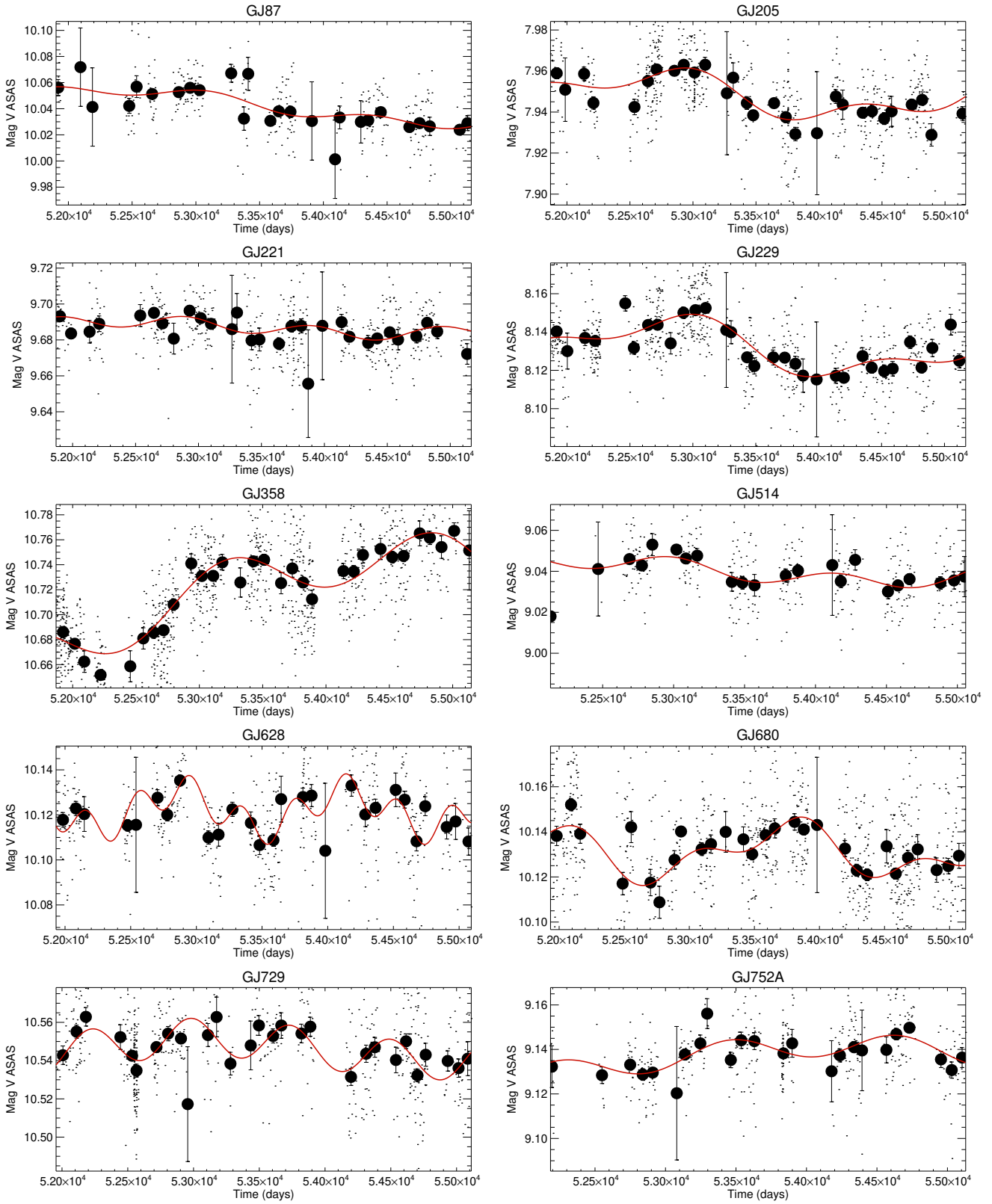


Fig. B.3. Fits of photometric time series with two long-term sinusoidal functions (red curve). Small dots correspond to nightly values and large circles to 100 days bins. **proposition a discuter**

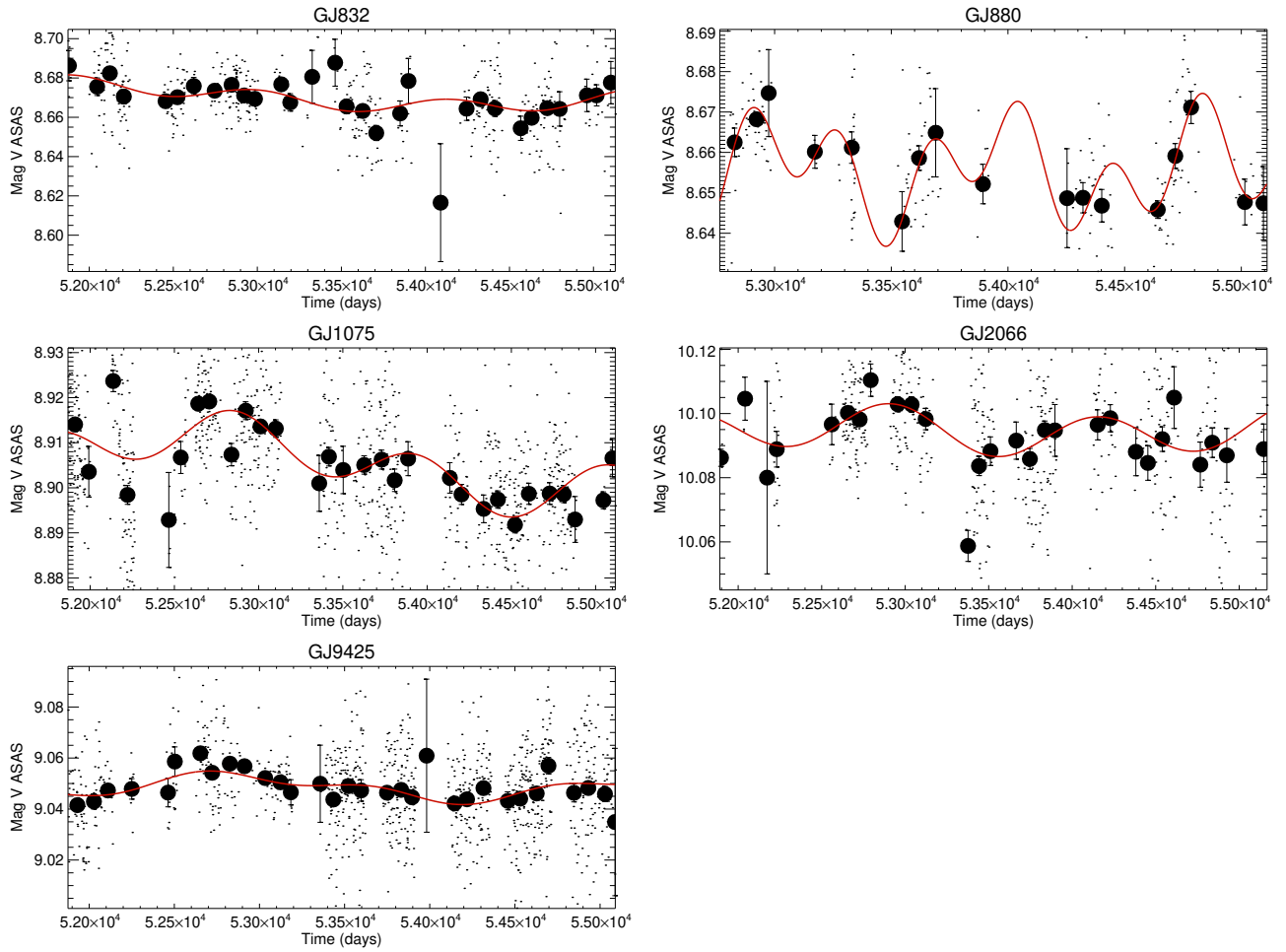


Fig. B.3. Fits photometric time series with two long-term sinusoidal functions (con't).

VI

CONCLUSION ET OUVERTURES DE CETTE ÉTUDE

"Quand on ne sait pas où on va, il faut y aller, et le plus vite possible"
Proverbe Shadokéen - Jacques Rouxel

Sommaire

VI.1 Conclusion de l'étude	216
VI.1.1 Analyse des séries de vitesse radiale	216
VI.1.2 Statistique occurrence	216
VI.1.3 Analyse de l'activité stellaire	216
VI.2 Poursuite du travail sur l'activité stellaire des naines M	217
VI.2.1 Construire l'analyse des effets à court terme de l'activité stellaire sur les indices chromosphériques	217
VI.2.2 Nouvelle limite de detection en tenant compte de l'activité des naines M	217
VI.2.3 Étude photométrique complémentaire	218
VI.3 Appliquer cette analyse à d'autres instruments	218
VI.3.1 Analyse statistique du relevé SPIRou	218
VI.3.2 Analyse combinée visible et proche IR	218

VI.1 CONCLUSION DE L'ÉTUDE

Cette thèse axée sur les questions de détectabilité d'exoplanètes autour des naines M par la méthode d'analyse des VR m'a permis de me confronter aux principales problématiques actuelles de cette méthode de détection. De l'extraction de la VR à partir des données jusqu'à la construction de la statistique d'occurrence, en abordant la participation de l'activité stellaire, j'ai pu avoir une vue d'ensemble de cette thématique. Au delà de la construction des différentes étapes de cette analyse, j'ai surtout appris à gérer et traiter de grands ensembles de données essentiels aux études statistiques.

VI.1.1 Analyse des séries de vitesse radiale

J'ai commencé cette étude d'un grand échantillon de naines M observées par HARPS en construisant une méthode d'analyse systématique des données VR de 425 naines M. Nous avons analysé les 200 séries de VR sélectionnées en procédant par étape : l'étude des variations à long terme dans un premier temps, puis l'étude des variations périodiques. Finalement, nous retrouvons environ 97% des systèmes planétaires publiés sur ces données. Cette analyse a mis en évidence cinq nouveaux compagnons massifs et un système planétaire candidat qui nécessite une étude plus poussée.

VI.1.2 Statistique occurrence

À la suite de cette étude des séries de VR, j'ai pu mettre à jour la construction de la statistique d'occurrence planétaire sur un échantillon final de 199 naines M. En plus de contraindre les scénarii de formation planétaire, cette étude statistique m'a permis de comprendre toute l'importance de l'analyse des séries de VR réalisée en amont. Les taux d'occurrence obtenus sont légèrement supérieurs aux précédents avec $179\%_{-25}^{+9.6}$ pour les planètes de faible masse ($M_p < 3 M_{\oplus}$) à moins de 100 jours et seulement $38.3\%_{-6.1}^{+7.7}$ pour les planètes entre $3 M_{\oplus}$ et $100 M_{\oplus}$ pour des périodes similaires, et seulement $1.05\%_{-0.2}^{+1.3}$ au delà de $100 M_{\oplus}$. Cette nouvelle statistique d'occurrence est en accord avec celle obtenue sur les données de VR de CARMENES, mais l'immense couverture temporelle des données obtenue avec HARPS permet d'étendre significativement les domaines de validité en masse et en période (1 à 10000 jours de période et de 1 à $4000 M_{\odot}$). Pour finir, cette nouvelle statistique a aussi permis d'estimer la multiplicité des systèmes planétaires dans chaque gamme de masse et de période sondée. Cette multiplicité est finalement absolument nécessaire pour pouvoir calculer les encadrements statistiques à l'aide d'un modèle binomial mais il faudra sûrement revoir le choix de ce modèle dans de prochaines études.

VI.1.3 Analyse de l'activité stellaire

Le dernier chapitre de ma thèse m'a permis d'insister sur la nécessité d'analyser finement l'impact de l'activité stellaire des naines M sur les différents indices et surtout sur la mesure de la VR. Nous avons appliqué la méthode mise au point pour analyser les

séries de VR aux séries d'indices chromosphériques de 179 naines M. Nous avons pu finaliser l'étude des variations à long terme et découvrir que quasiment toutes ces séries possèdent des variations à court et/ou long terme. On met en évidence les effets des phénomènes liés à l'activité stellaire dans les séries chromosphériques des naines M, quelle que soit la masse, la sous-classe spectrale, et même le niveau moyen d'activité. À l'issue de cette première étude des variations à long terme de ces séries, nous avons identifié 27 cycles d'activité, dont 13 nouveaux. Certaines de ces variations cycliques nécessiteront un suivi plus important encore pour être vérifiées sur plusieurs périodes. Pour finir, nous avons aussi commencé une étude de la corrélation entre indices chromosphériques pour le même échantillon de naines M, en nous basant sur une étude de la corrélation entre indices S_{Ca} et $S_{H\alpha}$ menées précédemment sur un échantillon d'étoiles de type F, G et K. Ces phénomènes liés à l'activité stellaire sont aujourd'hui une limite dans la détection d'exoplanètes de faible masse autour des naines M.

VI.2 POURSUITE DU TRAVAIL SUR L'ACTIVITÉ STELLAIRE DES NAINES M

L'étude des effets de l'activité stellaire entreprise à la fin de mon doctorat m'a permis d'avoir une vue d'ensemble des phénomènes dont ils sont la cause à différentes échelles de temps. Il faudra continuer de construire cette analyse et l'appliquer à un vaste échantillon.

VI.2.1 Construire l'analyse des effets à court terme de l'activité stellaire sur les indices chromosphériques

Pour commencer, je souhaite poursuivre la construction de l'étude de la signature rotationnelle commencée à la fin de mon doctorat. La méthode des périodogrammes glissants n'est pas suffisamment robuste aujourd'hui pour estimer l'importance de la variation différentielle, ou pour mesurer proprement la période de rotation, mais nous l'avons déjà utilisée à plusieurs reprises pour exclure des signaux retrouvés en VR. En plus de permettre l'exclusion de signaux lors de la recherche d'exoplanètes en VR, cet outil permettrait de vérifier la présence de rotation différentielle dans différentes gammes de masses des naines M et peut être de la quantifier. Cette analyse systématique pourrait donc fournir de nouvelles pistes aux travaux de modélisation des signaux VR de l'activité stellaire et à la compréhension de l'activité magnétique des naines M en physique stellaire.

VI.2.2 Nouvelle limite de détection en tenant compte de l'activité des naines M

Dans un second temps, j'aimerais pouvoir davantage corriger les séries VR de la contribution de l'activité stellaire. Au delà du signal rotationnel que l'on soustrait actuellement par ajustement képlerien, il serait souhaitable de pouvoir corriger les séries de manière plus précise. La statistique d'occurrence planétaire est construite sur les limites de détec-

tion qui dépendent de la dispersion des séries VR, et une meilleure correction permettrait d'améliorer ces limites et donc la précision sur les taux d'occurrence.

VI.2.3 Étude photométrique complémentaire

Les observations photométriques permettent un suivi de l'activité stellaire avec un échantillonnage bien meilleur que celui des VR. Il est possible de retrouver à la fois des variations à long terme et des périodes de rotation. Nous avons utilisé les publications de ces études photométriques pour notre analyse des variations à long terme des indices chromosphériques et pour l'analyse des signaux de VR dus à la période de rotation. Je pense que je devrais me former à analyser ces données pour les intégrer à l'analyse mise en place durant cette thèse des effets de l'activité stellaire sur les VR.

VI.3 APPLIQUER CETTE ANALYSE À D'AUTRES INSTRUMENTS

VI.3.1 Analyse statistique du relevé SPIRou

En plus de l'analyse des marqueurs propres à l'activité stellaire, une stratégie pour analyser cet effet est d'obtenir des VR en IR, car le contraste lumineux entre la tache et la photosphère est moindre en IR que dans le visible. Le signal de la tache résultant en VR IR est donc diminué par rapport à celui perçu dans le visible. Depuis deux ans le Legacy Survey de SPIRou observe l'échantillon des naines M les plus proches de nous dans l'hémisphère nord. Appliquer la même analyse que celle effectuée pendant cette thèse à ces séries de VR en IR permettrait de comparer les limites de détections obtenues dans les deux domaines.

VI.3.2 Analyse combinée visible et proche IR

Par la suite, on peut décliner la stratégie en utilisant des VR à la fois en visible et en IR. Le signal képlerien n'est pas chromatique, alors que celui de l'activité magnétique l'est. En analysant les signaux présents dans les deux jeux de données, cela permettrait de séparer ce qui est képlerien de ce qui est dû à l'activité. L'instrument SOPHIE (au télescope 193 de l'OHP) permet d'observer un échantillon de naines M dans le visible au voisinage solaire et donc un recouvrement des suivis en IR avec SPIRou. En plus de pouvoir caractériser davantage les conséquences de l'activité stellaire sur les relevés de VR, cette double analyse me donnera aussi l'occasion d'approfondir mon analyse avec une étude de cas plus poussée d'un ou plusieurs système(s) candidat(s). Pour finir, le vélocimètre NIRPS (BOUCHY et al., 2017) sera installé à La Silla en 2022, au télescope 3.6 m de l'ESO, et permettra d'obtenir des VR dans le proche-IR. Cet instrument pourra être utilisé simultanément avec HARPS et permettra une excellente analyse combinée visible et proche-IR.



PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES

PUBLICATIONS EN PREMIER AUTEUR EN COURS DE CONSTRUCTION OU DE FINALISATION

A.0.1 Études des variations de Vitesse Radiale

- "RV homogeneous analysis of an H.A.R.P.S sample of M-Dwarfs. I. Exoplanets detection and candidates."

Mignon, L. and Delfosse, X. and Bonfils, X. and Meunier, N.

Astronomy & Astrophysics, in preparation

Cet article rassemble toute l'étude des variations de VR à long et court terme que j'ai effectué pendant ma thèse et que je présente en chapitres III et IV. Cet article contient aussi la liste des candidates présentées à la fin du chapitre IV dont l'étude est actuellement en cours sous la supervision de X. Delfosse. Nous espérons soumettre très rapidement cet article. (MIGNON et al., [2022a](#))

- "RV homogeneous analysis of an H.A.R.P.S sample of M-Dwarfs. II. Detection limit and occurrence statistic."

Mignon, L. and Delfosse, X. and Bonfils, X. and Meunier, N.

Astronomy & Astrophysics, in preparation

Cet article contient toute la construction de la nouvelle statistique d'occurrence décrite et présentée dans le chapitre V de cette thèse. Cet article est encore en cours d'écriture car des séries pourraient encore être modifiées en fonction des résultats de l'étude des candidates. (MIGNON et al., [2022b](#))

A.0.2 Études de l'activité stellaire

- "Characterization of stellar activity of M dwarfs. I. Long timescale variability on a large sample and new cycles."

Mignon, L. and Meunier, N. and Delfosse, X. and Bonfils, X.

Astronomy & Astrophysics, in preparation

Cet article rassemble l'étude long terme des séries temporelles des indices chromosphé-

riques présentée dans le chapitre V. Il s'agit d'une publication co-écrite avec N. Meunier est en cours de soumission. (MIGNON et al., 2021)

PUBLICATIONS EN CO-ÉCRITURE

A.0.3 Étude des variations de vitesse radiale

- "A HARPS RV search for planets around young nearby stars."

A Grandjean, AM Lagrange, M Keppler, N Meunier, L Mignon, S Borgniet, et al.
Astronomy & Astrophysics 633, A44 14 2020

L'échantillon des étoiles jeunes de cette publication ne permet de caractériser correctement le saut induit sur HARPS par le changement de fibres de Mai 2015. J'ai pu aider A. Grandjean en lui proposant d'appliquer la valeur moyenne estimée dans mon étude pour GJ 887, ainsi que pour GJ 803, toutes deux présentent également dans mon échantillon. L'extraction des VR des étoiles jeunes nécessite un procédé différent de celui utilisé pendant ma thèse, nous avons donc pu confronter les mesures extraites et vérifier nos conclusions sur ces deux cibles communes et surtout pour GJ 887. (GRANDJEAN et al., 2020)

- "Further Doppler-spectroscopy analysis of the planet-host star GJ436."

Gaisne, Guillaume and Bonfils, X. and Delfosse, X. and Mignon, L. and Cointepas, et al.
Astronomy & Astrophysics, *in preparation*

J'ai participé à cette étude en récupérant les données de GJ 436 au près de l'ESO, puis en participant à la réduction des données, de l'extraction des VR en tenant compte du changement de fibres, l'analyse du saut induit, mais aussi la recherche de configurations avec SOAP ainsi que l'analyse des périodogrammes des indices chromosphériques (GAISNE et al., 2021).

A.0.4 Analyse de l'activité stellaire

- "Variability of stellar granulation and convective blueshift with spectral type and magnetic activity-I. K and G main sequence stars."

N. Meunier, AM. Lagrange, LM. Kabuiku, M. Alex, L. Mignon, S. Borgniet
Astronomy & Astrophysics 597, A52 54 2017

- "Variability in stellar granulation and convective blueshift with spectral type and magnetic activity-II. From young to old main-sequence KGF stars."

N. Meunier, L. Mignon, AM. Lagrange
Astronomy & Astrophysics 607, A124 21 2017

J'ai participé à ces deux études lors de mon premier stage sous la supervision de N. Meunier en 2016. J'ai été nettement plus impliquée dans la deuxième, du téléchargement des données jusqu'à la reprise de la première étude effectuée sur un échantillon plus réduit. (MEUNIER et al., 2017b et MEUNIER et al., 2017a)

- "Relationship between Ca and H α chromospheric emission in FGK stars : indication of stellar filaments?"

N. Meunier, M. Kretzschmar, R. Gravet, L. Mignon, X Delfosse.

Astronomy & Astrophysics, soumis

Nous avons commencé cette étude au tout début de mon doctorat, je me suis chargée de rassembler les données de cette étude et j'ai participé à la construction de l'étude et à l'analyse des corrélations obtenues. (MEUNIER et al., 2021)

A.0.5 Découverte d'exoplanètes

Durant ma thèse j'ai eu la chance de travailler en collaboration avec les consortiums de HARPS, SOPHIE et TESS. Je n'ai pas participé directement à l'écriture de ces publications même si j'ai pu en suivre l'évolution, pour certaines du traitement des données aux publications.

Consortium TESS

- "A pair of TESS planets spanning the radius valley around the nearby mid-M dwarf LTT 3780."

R. Cloutier, JD. Eastman, JE. Rodriguez, N. Astudillo-Defru, X. Bonfils, et al. *The Astronomical Journal* 160 (1), 3 27 2020

- "A hot terrestrial planet orbiting the bright M dwarf L 168-9 unveiled by TESS."

N. Astudillo-Defru, R. Cloutier, SX. Wang, J. Teske, R. Brahm, C. Hellier, et al. *Astronomy & Astrophysics* 636, A58 20 2020

Consortium SOPHIE

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XIII. Two planets around M-dwarfs Gl617A and Gl96."

MJ. Hobson, RF. Díaz, X. Delfosse, N. Astudillo-Defru, I. Boisse, F. Bouchy, et al. *Astronomy & Astrophysics* 618, A103 18 2018

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XIV. A temperate (Teq 300 K) super-earth around the nearby star Gliese 411."

RF. Díaz, X. Delfosse, MJ. Hobson, I. Boisse, N. Astudillo-Defru, X. Bonfils, et al. *Astronomy & Astrophysics* 625, A17 16 2019

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XV. A warm Neptune around the M dwarf Gl 378."

MJ. Hobson, X Delfosse, N. Astudillo-Defru, I.Boisse, RF Diaz, F Bouchy, et al. *Astronomy & Astrophysics* 625, A18 11 2019

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XVI. HD 158259 : A compact planetary system in a near-3 : 2 mean motion resonance chain."

NC. Hara, F. Bouchy, M. Stalport, I. Boisse, J. Rodrigues, JB. Delisle, et al. *Astronomy & Astrophysics* 636, L6 12 2020

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets. XVII. A compact planetary system in a near 3 : 2 mean motion resonance chain."

NC. Hara, F. Bouchy, M. Stalport, I. Boisse, J. Rodrigues, JB. Delisle, et al. arXiv, arXiv : 1911.13296 1 2019

- "The SOPHIE search for northern extrasolar planets–XVII. A wealth of new objects : Six cool Jupiters, three brown dwarfs, and 16 low-mass binary stars."

S. Dalal, F. Kiefer, G. Hébrard, J. Sahlmann, SG. Sousa, T. Forveille, et al. arXiv preprint arXiv :2105.09741 2021

- "HD207897 b : A dense sub-Neptune transiting a nearby and bright K-type star."

N. Heidari, I. Boisse, J. Orell-Miquel, G. Hebrard, L. Acuna, NC. Hara, et al. *Astronomy & Astrophysics en cours de publication*

B

ANNEXES

PROGRAMMES D'OBSERVATIONS HARPS

Pour faire cette étude, nous avons utilisé toutes les observations publiques disponibles dans la base de données de l'ESO concernant les naines M. Voici la table de tous les programmes utilisés afin de remercier tous les observateurs et les principaux investigateurs (PI : Principal Investigator).

PI	Prog. Id	PI	Prog. Id	PI	Prog. Id	
Bonfils	198.C-0873	Lo Curto	196.C-1006	Udry	192.C-0852	
	191.C-0873		099.C-0458		183.C-0972	
	183.C-0437		098.C-0366	Lagrange	192.C-0224	
	180.C-0886		096.C-0460		099.C-0205	
	082.C-0718		095.C-0551		098.C-0739	
	1102.C-0339		093.C-0409		089.C-0739	
			091.C-0034		0104.C-0418	
Anglada-Escude	096.C-0082		090.C-0421	Lannier	097.C-0864	
Astudillo Defru	100.C-0884		089.C-0732	Diaz	098.C-0518	
Poretti	185.D-0056		087.C-0831		096.C-0499	
Lachaume	089.C-0006		085.C-0019		0100.C-0487	
Haswell	097.C-0390		Dall	0102.C-0558	Ruiz	090.C-0395
	096.C-0876			0103.C-0432		084.C-0228
Kuerster	097.C-0090			0101.C-0379	Santos	086.C-0284
Mayor	077.C-0364	0100.C-0097		Pepe	089.C-0050	
	072.C-0488	078.D-0245		Hebrard	078.C-0044	
Albrecht	095.C-0718	Sterzik		Galland	076.C-0279	
Guenther	076.C-0010	Melo		Jeffers	0104.C-0863	
	075.C-0202	Robichon		Trifonov	0100.C-0414	
	074.C-0037	Berdinas		Debernardi	075.D-0614	

TABLE A2.1. – Table des programmes d'observations utilisés pour cette étude

TABLE COMPLÈTE DE L'ÉTUDE LONG TERME EN VR

La table A2.2 rassemble les 200 étoiles étudiées dans le chapitre III (avec plus de dix nuits après les diverses sélections et corrections). Dans cette table, la troisième colonne (RMS) contient la dispersion de la série temporelle de VR après les étapes de sélection et de corrections automatiques (présentées au début du chapitre III), et avant toute analyse à court et long terme. Ces valeurs de dispersion correspondent donc à celle des figures III.3. Les valeurs de V-K de la quatrième colonne correspondent à celles calculées automatiquement à la suite de la récupération des données sur le CDS. Dans certains cas, les valeurs de V sont manquantes et empêchent donc le calcul du $\log_{R'HK}$. Les valeurs de $\log_{R'HK}$ de la septième colonne correspondent à celles calculées sur les série d'indice S_{Ca} après les sélections sur la qualité des spectres mais sans les étapes de sélection présentées pour l'étude long terme dans le chapitre V. Elles peuvent donc être légèrement supérieures car elles n'ont pas été écrêtées d'éventuels valeurs extrêmes.

Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
CD-246144	12	2.38	3.55	17.8	0.6686	-4.62	23.63
CD-4114656	19	6.03	3.4	23.66	0.6001	-4.67	25.58
GJ1	42	1.95	4.03	4.35	0.3936	-5.5	90.81
GJ54.1	218	4.54	5.65	3.71	0.135	-4.6	22.84
GJ85	11	5.15	4.19	12.31	0.3026	-6.2	260.27
GJ87	148	2.12	3.96	10.51	0.4592	-5.36	72.76
GJ91	24	2.67	4.23	12.79	0.5335	-4.89	35.61
GJ93	16	2.75	3.78	25.83	0.5336	-5.1	49.31
GJ105B	21	3.3	-	7.22	0.254	-	-
GJ118	13	4.75	4.55	11.74	0.363	-5.28	64.39
GJ126	66	5.06	3.87	25.12	0.5046	-5	41.99
GJ157B	15	51.76	4.55	15.3	0.4487	-4.44	17.89
GJ163	174	6.11	4.68	15.14	0.406	-5.4	77.57
GJ173	15	2.01	4.24	11.21	0.4784	-5.12	50.59
GJ176	90	6.09	4.34	9.47	0.5028	-4.8	31.26
GJ179	21	11.94	5.08	12.36	0.3625	-5.21	58.07
GJ180	46	3.25	4.3	11.94	0.4111	-5.14	52.15
GJ191	144	2.85	3.8	3.93	0.2795	-5.9	166.71
GJ203	10	3.71	4.9	10.21	0.2273	-5.54	96.46
GJ205	74	18.98	4.07	5.7	0.6276	-4.54	21.06
GJ208	15	16.73	3.63	11.44	0.659	-4.08	10.45
GJ213	118	3.2	5.12	5.79	0.2225	-5.89	163.41
GJ221	106	7.17	3.39	20.28	0.7021	-4.72	27.49
GJ229	188	3.28	3.96	5.76	0.569	-4.66	25.26
GJ234	16	682.56	5.58	4.12	0.2344	-4.35	15.61
GJ250B	12	1.42	4.33	8.74	0.4449	-4.92	37.57
GJ273	255	2.72	5.01	3.8	0.2871	-5.47	86.82

Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
GJ299	24	5.28	5.17	6.87	0.1441	-5.48	87.79
GJ300	38	5.05	5.43	8.12	0.2651	-5.31	67.22
GJ317	99	53.87	4.95	15.2	0.4222	-5.26	62.77
GJ333	11	6.93	-	20.88	0.3897	-	-
GJ334	25	21.36	3.72	14.52	0.6593	-4.37	16.27
GJ341	55	2.48	3.88	10.46	0.5502	-4.67	25.69
GJ357	47	3.48	4.43	9.44	0.3445	-5.56	98.36
GJ358	34	7.14	4.64	9.6	0.4213	-4.55	21.16
GJ361	98	4.04	4.24	11.55	0.4842	-4.85	33.52
GJ367	43	4.54	4.2	9.42	0.4636	-5.02	43.55
GJ369	45	2.38	3.87	13.12	0.5333	-4.96	39.95
GJ382	29	5.27	4.25	7.7	0.5281	-4.64	24.36
GJ388	38	22.64	4.93	4.97	0.4274	-4.19	12.37
GJ390	41	3.18	4.11	12.82	0.5473	-4.65	24.77
GJ393	168	2.43	4.34	7.03	0.4305	-5.04	44.55
GJ406	26	10.33	7.42	2.42	0.102	-4.57	22.02
GJ422	39	3.92	4.48	12.67	0.3612	-5.68	117.76
GJ433	82	3.04	4.19	9.07	0.4804	-5.08	47.54
GJ438	19	1.46	4.04	11.01	0.4288	-5.2	57.3
GJ443	17	10.28	4.63	19.38	0.5194	-4.99	41.24
GJ447	156	2.68	5.5	3.37	0.176	-5.36	73.4
GJ465	21	2.47	4.32	8.87	0.2603	-5.66	115.1
GJ476	12	2.65	4.25	18.17	0.4781	-5.2	56.95
GJ479	57	3.84	4.64	9.48	0.4227	-4.75	28.66
GJ480	35	5.83	4.81	14.24	0.4603	-5.18	55.21
GJ486	12	2.82	5.03	8.08	0.3094	-5.69	119.58
GJ488	10	5.03	3.59	10.65	0.6954	-4.49	19.38
GJ510	13	2.95	4.14	15.39	0.4595	-4.54	20.86
GJ514	150	2.97	3.99	7.62	0.5176	-4.86	33.91
GJ526	32	2.67	4.08	5.44	0.4935	-5.09	48.23
GJ536	188	14.88	4.02	10.41	0.5265	-4.83	32.67
GJ551	160	3.31	6.75	1.3	0.1168	-4.74	28.48
GJ555	14	3.23	5.38	6.25	0.2872	-5.5	90.43
GJ569	24	9.67	4.38	9.93	0.4906	-4.26	13.76
GJ581	234	9.81	4.72	6.3	0.3087	-5.66	114.65
GJ588	68	4.33	4.55	5.92	0.4642	-5.13	51.45
GJ606	22	2.76	4.14	13.29	0.5004	-4.64	24.53
GJ618A	20	5.75	4.64	8.52	0.3939	-5.28	64.84
GJ620	21	2.79	3.82	16.54	0.5888	-4.57	21.87
GJ628	181	4.19	5.0	4.31	0.2971	-5.52	92.69
GJ634	23	4.51	4.25	15.75	0.3862	-5.28	64.26
GJ637	17	2.57	4.1	15.76	0.4075	-5.17	54.84

Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
GJ645	10	2.25	4.1	20.28	0.4868	-4.76	29.23
GJ654	181	2.63	4.1	10.46	0.4757	-5.27	63.35
GJ660	15	44.89	4.74	10.18	0.3445	-5.09	48.5
GJ667C	254	7.09	4.18	7.25	0.3244	-5.37	73.74
GJ674	226	6.96	4.55	4.55	0.3479	-4.84	33.32
GJ676A	107	101.71	3.76	16.03	0.6847	-4.59	22.45
GJ680	38	6.18	4.3	9.68	0.4671	-5.05	45.35
GJ682	20	2.37	5.34	5.01	0.2673	-5.37	74.17
GJ686	19	2.7	4.0	8.16	0.451	-5.12	50.61
GJ693	172	2.87	4.77	5.89	0.2647	-5.53	94.27
GJ696	41	2.75	3.61	22.19	0.6947	-4.49	19.42
GJ699	114	2.21	4.99	1.83	0.1621	-5.52	93.66
GJ701	150	2.39	4.05	7.73	0.4719	-4.93	37.78
GJ707	17	9.39	3.13	13.2	0.7311	-4.43	17.76
GJ723	10	6.79	3.89	17.75	0.4136	-5.23	59.42
GJ724	26	5.66	4.08	16.97	0.5688	-4.69	26.5
GJ729	15	14.13	5.06	2.98	0.1771	-4.33	15.25
GJ739	19	4.21	4.44	14.15	0.461	-5.11	50.17
GJ740	53	4.63	3.86	11.11	0.6208	-4.61	23.24
GJ752A	139	3.19	4.44	5.91	0.4799	-5.07	46.67
GJ754	170	3.81	5.39	5.91	0.1793	-5.4	77.49
GJ784	38	5.6	3.69	6.16	0.5798	-4.53	20.77
GJ800A	29	2.55	4.0	19.05	0.5827	-4.88	35.34
GJ803	36	151.81	4.1	9.72	0.7139	-3.87	7.57
GJ816	18	3.49	4.53	14.46	0.4667	-5.13	51.49
GJ821	11	1.87	3.96	11.81	0.3595	-5.62	108.38
GJ825	13	2.89	3.58	3.97	0.6294	-4.69	26.44
GJ832	57	9.99	4.17	4.97	0.4433	-5.12	50.61
GJ842	10	2.4	3.96	11.56	0.5574	-4.64	24.47
GJ846	51	4.32	3.82	10.56	0.6046	-4.52	20.4
GJ849	71	17.72	4.77	8.8	0.4648	-5.21	58.16
GJ855	35	5.11	3.98	18.98	0.5773	-4.6	23.01
GJ864	15	140.37	3.77	16.56	0.6354	-4.78	30.15
GJ871.1A	14	633.55	5.18	20.86	0.579	-4.17	12.01
GJ876	240	157.99	5.18	4.68	0.328	-5.4	77.55
GJ877	41	4.12	4.57	8.59	0.423	-5.29	65.58
GJ880	137	3.53	4.12	6.87	0.5757	-4.68	25.79
GJ887	123	5.77	3.88	3.29	0.4782	-4.74	28.48
GJ891	28	3.49	4.28	14.9	0.4249	-4.99	41.39
GJ908	84	2.02	3.95	5.9	0.4183	-5.27	63.95
GJ1001A	21	6.61	5.1	12.31	0.2482	-5.39	76.36
GJ1018	14	4.66	4.77	22.05	0.4004	-5.28	64.97

Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
GJ1032	10	4.41	4.64	20.38	0.4383	-4.95	39.24
GJ1061	22	3.07	6.46	3.67	0.1201	-5.69	119.58
GJ1075	34	6.07	3.49	11.7	0.6325	-4.34	15.52
GJ1132	113	4.27	-	12.62	0.1894	-	-
GJ1135	17	52.06	3.95	15.63	0.6427	-4.72	27.6
GJ1214	99	11.26	-	14.65	0.1786	-	-
GJ1236	11	4.15	-	10.62	0.2203	-	-
GJ1248	10	2.31	-	13.26	0.2574	-	-
GJ1252	16	3.57	-	20.38	0.3875	-	-
GJ1284	11	10512.59	4.78	15.96	0.5795	-4.24	13.35
GJ2003	39	3.43	5.95	22.84	0.4686	-5.68	119.14
GJ2066	106	2.07	4.32	8.94	0.4446	-5.1	48.97
GJ2121	28	30.29	4.68	21.79	0.4613	-5.4	77.48
GJ3009	11	6.26	4.68	12.8	0.3096	-5.48	87.73
GJ3018	22	3.35	3.97	18.77	0.5288	-4.71	27.04
GJ3053	117	5.71	5.33	14.99	0.1842	-5.49	88.68
GJ3082	41	3.36	4.11	16.63	0.4728	-4.7	26.9
GJ3090	36	8.92	4.11	22.49	0.5364	-4.38	16.45
GJ3102	12	4.62	3.77	22.16	0.6723	-4.24	13.29
GJ3135	159	3.1	4.61	9.37	0.2049	-5.42	79.27
GJ3141	10	6.62	-	14.83	0.305	-	-
GJ3148	61	11.54	4.9	13.41	0.3668	-4.37	16.17
GJ3189	10	3.17	4.47	11.52	0.1904	-5.54	95.3
GJ3192	40	568.2	4.3	7.16	0.2858	-5.17	54.92
GJ3205	19	3.0	4.31	18.1	0.4073	-5.19	56.58
GJ3212	11	3.05	3.93	22.16	0.458	-5.07	47.06
GJ3218	42	5.57	4.33	17.23	0.4814	-4.58	22.3
GJ3221	27	5.88	-	17.11	0.3802	-	-
GJ3256	29	6.12	4.22	-	0.5802	-4.58	22.41
GJ3279	10	6.26	-	16.56	0.4261	-	-
GJ3293	195	7.72	4.48	20.2	0.4526	-5.02	43.77
GJ3307	20	498.76	-	23.91	0.6251	-	-
GJ3323	140	3.02	5.46	5.38	0.1683	-4.67	25.54
GJ3341	130	3.58	4.35	23.64	0.4723	-5.26	62.57
GJ3356	10	1.47	-	11.93	0.3536	-	-
GJ3379	14	415.65	5.27	5.21	0.2303	-4.91	36.62
GJ3403	14	3.03	3.78	13.18	0.5613	-4.63	24.2
GJ3404	12	1.71	-	15.07	0.369	-	-
GJ3455	11	3.03	4.69	16.32	0.3336	-5.63	109.76
GJ3501	11	1203.04	3.98	25.02	0.6141	-4.93	37.76
GJ3502	22	2.86	4.43	25.19	0.4656	-5.29	65.06
GJ3528	15	3.07	4.42	20.4	0.4961	-5.07	46.74

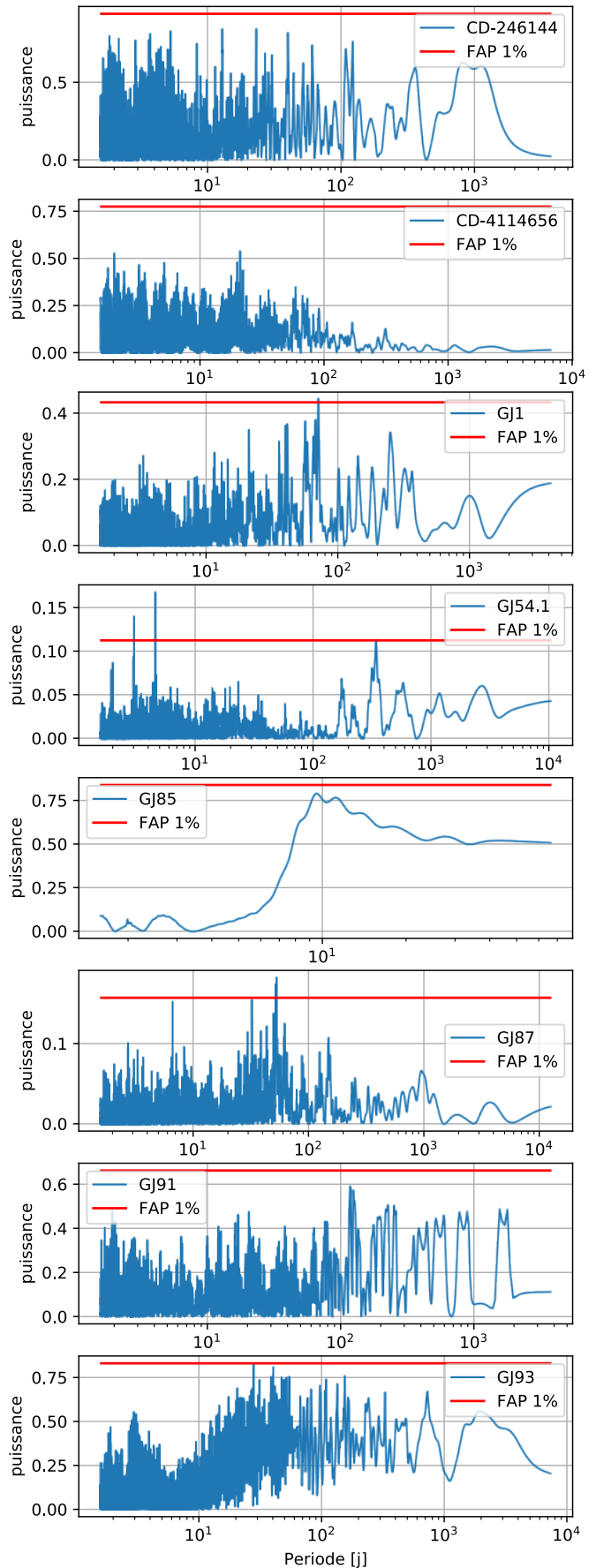
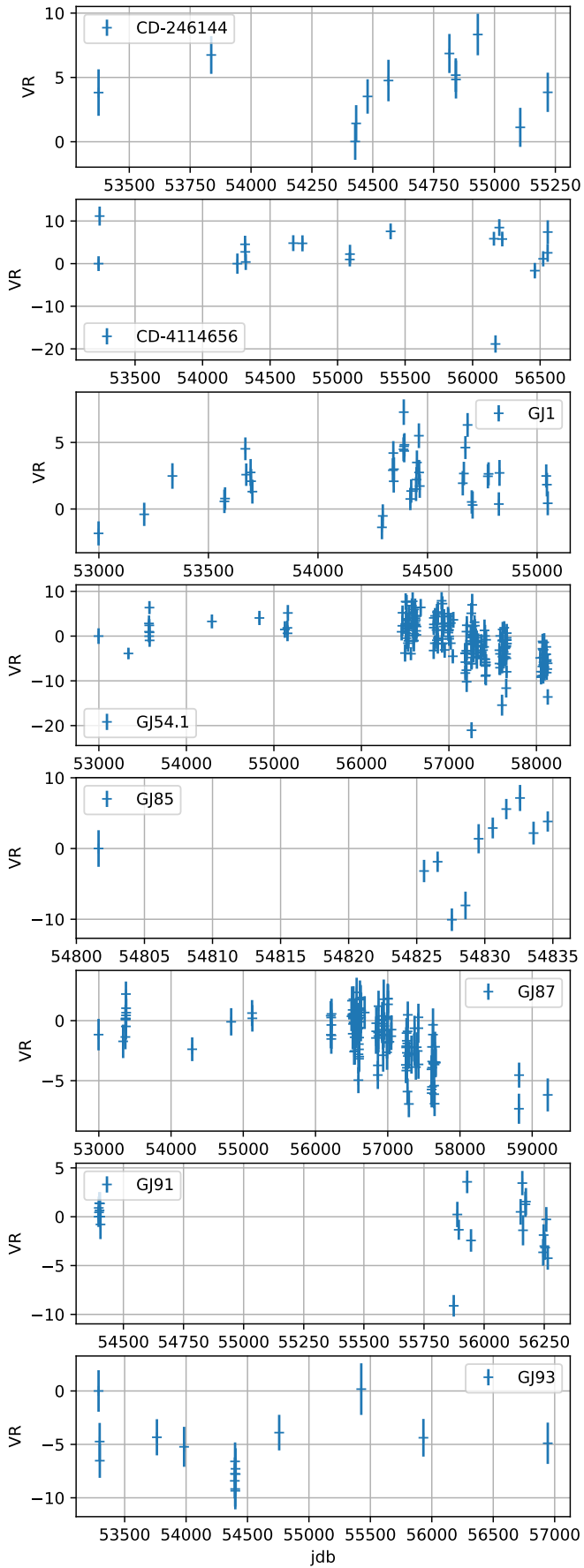
Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
GJ3530	23	27.48	4.31	19.57	0.557	-5.06	46.51
GJ3543	91	3.17	4.25	13.45	0.475	-4.59	22.73
GJ3563	12	3.53	4.46	17.05	0.3923	-5.39	75.82
GJ3634	65	9.17	4.46	20.39	0.4578	-5.1	49.16
GJ3643	21	4.37	4.57	17.88	0.3556	-5.48	87.35
GJ3700	10	2.62	4.48	24.81	0.4705	-5.27	64.01
GJ3708	23	2.41	4.66	12.76	0.3554	-5.38	74.72
GJ3709	24	2.46	4.88	12.74	0.2586	-5.47	86.42
GJ3728	17	8.23	4.17	19.47	0.5702	-4.38	16.43
GJ3759	10	2.51	4.0	16.86	0.4895	-4.89	35.72
GJ3779	18	20.95	-	13.75	0.2557	-	-
GJ3804	18	2.71	4.97	11.21	0.3352	-5.55	97.57
GJ3813	21	36.43	4.51	20.28	0.5286	-4.88	35.3
GJ3822	65	7.12	3.93	20.34	0.6196	-4.47	18.98
GJ3871	35	6.32	-	20.68	0.5423	-	-
GJ3874	21	2.99	3.86	24.86	0.5661	-4.95	38.9
GJ3885	12	1.68	4.83	15.0	0.349	-5.27	63.24
GJ3918	28	4.13	-	16.89	0.3313	-	-
GJ4001	30	326.76	3.86	22.51	0.6616	-4.66	25.22
GJ4056	10	5.74	4.37	17.34	0.3972	-5.25	61.91
GJ4079	21	6.15	4.0	16.74	0.5261	-4.31	14.83
GJ4088	13	9.13	-	25.6	0.5491	-	-
GJ4160	17	2.19	-	24.7	0.5836	-	-
GJ4206	27	10.43	4.01	21.25	0.6515	-4.67	25.49
GJ4254	30	651.98	3.71	25.9	0.7879	-4.55	21.13
GJ4303	70	22.88	4.09	23.78	0.5356	-4.34	15.47
GJ4310	10	4.74	3.86	19.56	0.5788	-4.57	21.94
GJ4332	18	4.14	3.94	25.17	0.6303	-4.53	20.61
GJ4364	10	1.29	3.92	25.7	0.5648	-4.81	31.61
GJ9018	46	4.26	4.01	23.62	0.5429	-4.68	25.97
GJ9050	15	3.32	4.25	23.75	0.5184	-4.85	33.59
GJ9066	25	14.85	5.65	4.47	0.146	-4.61	23.3
GJ9103A	35	4.41	4.22	13.21	0.4682	-5.16	54.15
GJ9118B	10	62.5	3.87	22.61	0.6545	-4.57	22.07
GJ9133	14	1.82	3.93	17.56	0.4693	-5.16	53.78
GJ9137	18	5.93	4.17	25.53	0.4679	-5.23	59.6
GJ9349	17	1.79	4.35	10.78	0.4596	-5.1	49.42
GJ9375	13	8.88	4.98	11.53	0.2177	-4.51	20.17
GJ9425	82	17.96	3.42	16.29	0.742	-4.59	22.63
GJ9482	54	39.86	3.59	24.07	0.6751	-4.45	18.35
GJ9568	15	41.87	4.24	19.57	0.3341	-5.57	101.0
GJ9588	32	233.52	3.68	23.12	0.4413	-5.3	67.01

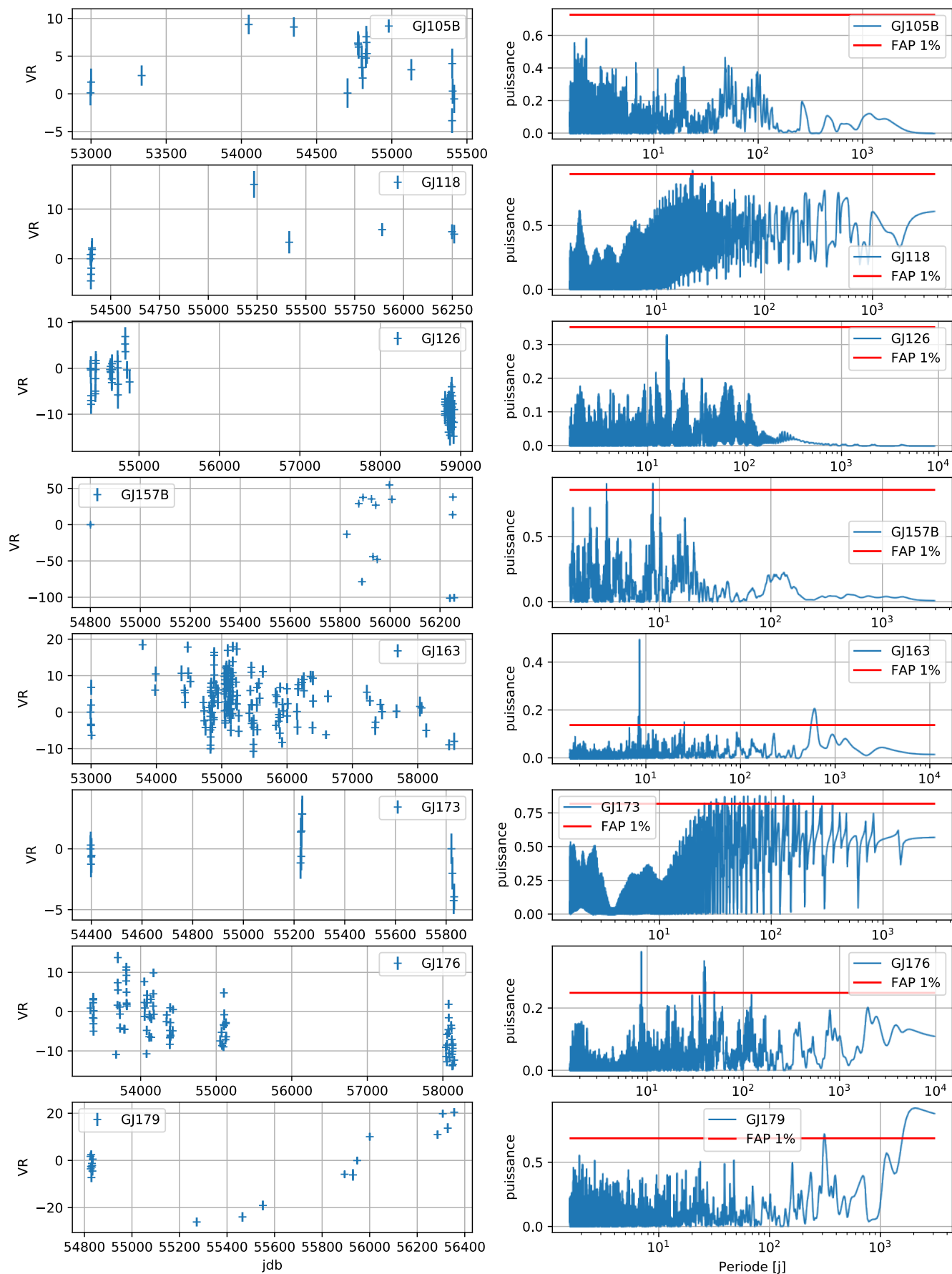
Nom	N_{nuits}	RMS (m/s)	V-K	distance (pc)	Masse (M_{\odot})	$\log_{R'HK}$	P_{rot} (jours)
GJ9592	146	2.93	4.01	10.12	0.5687	-4.75	28.72
GJ9647	11	3.47	3.94	23.53	0.5425	-4.77	29.63
HD223889	11	3.71	4.47	10.12	0.5387	-4.83	32.51
L32-8	18	248.74	4.86	8.84	0.3094	-5.27	63.66
LP816-60	143	4.11	5.26	5.61	0.2278	-5.23	60.22

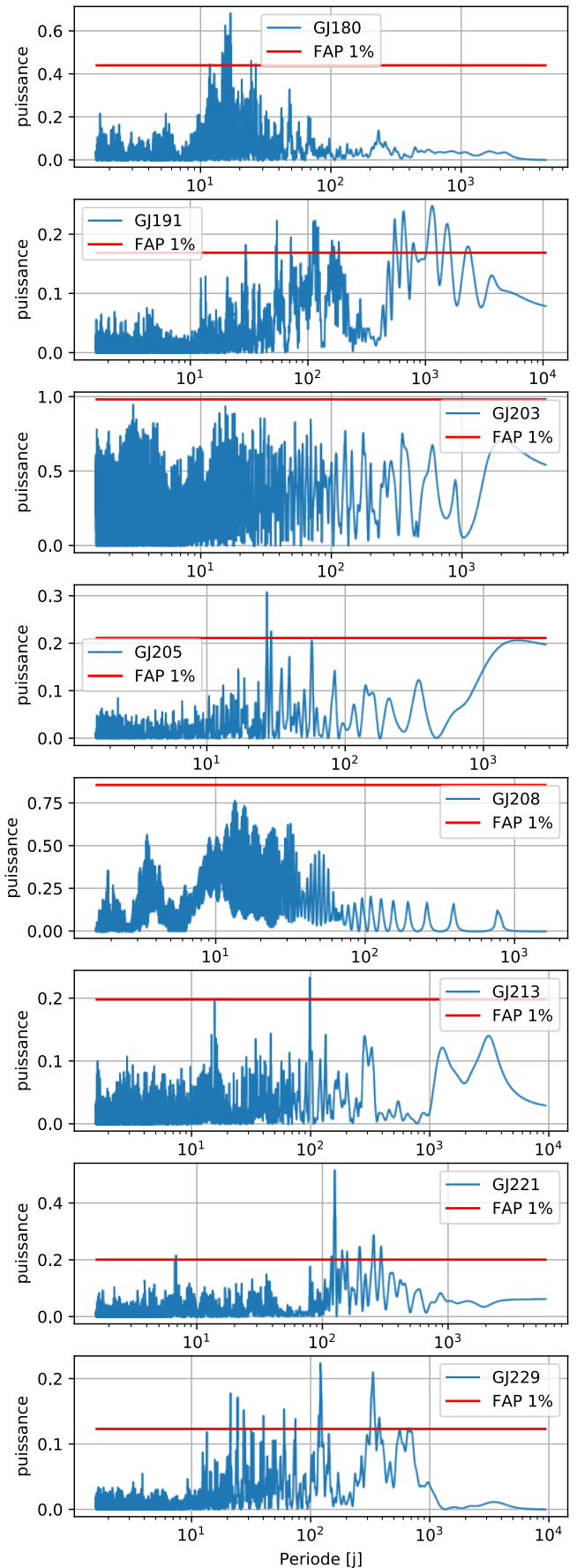
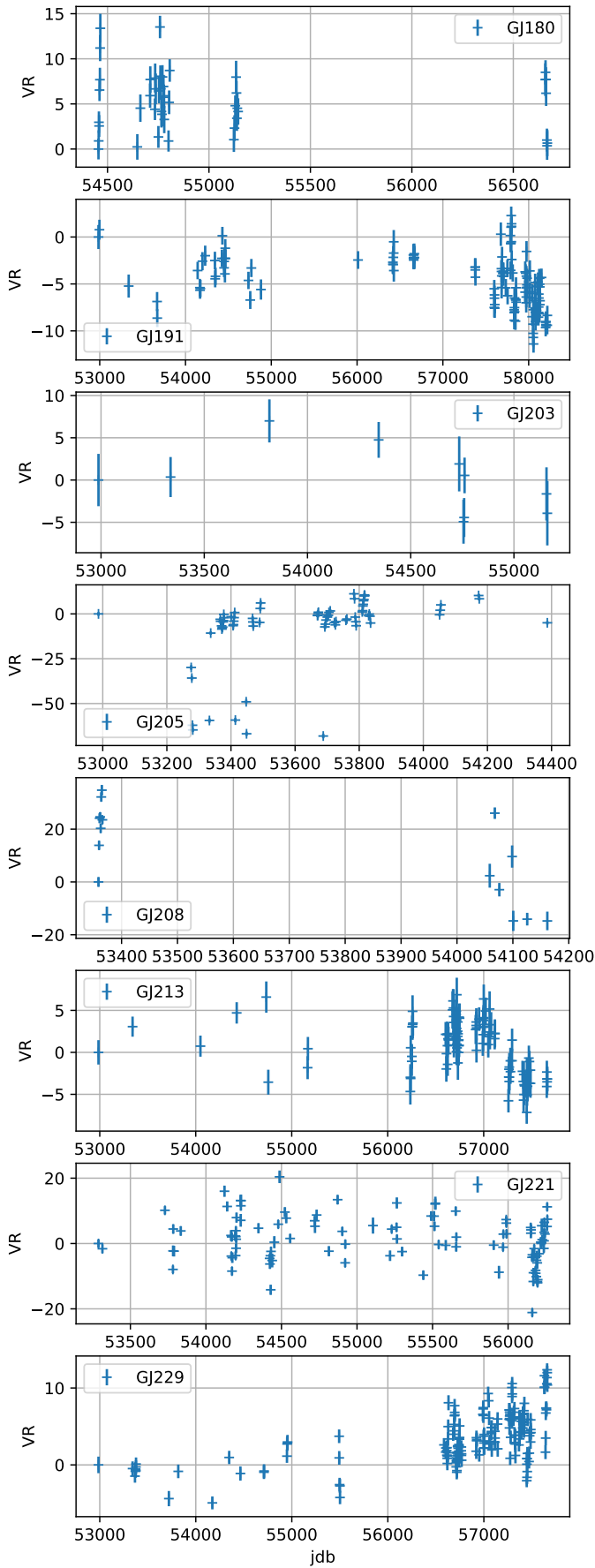
TABLE A2.2. – Table complète de l'échantillon

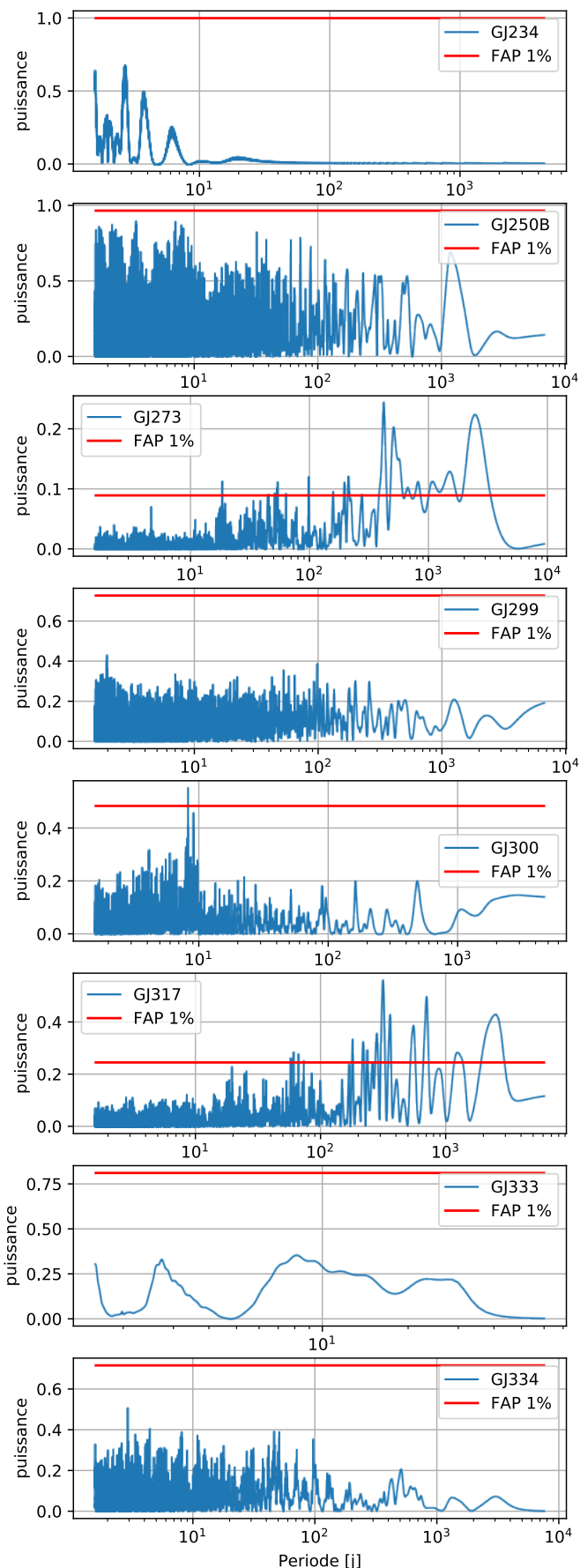
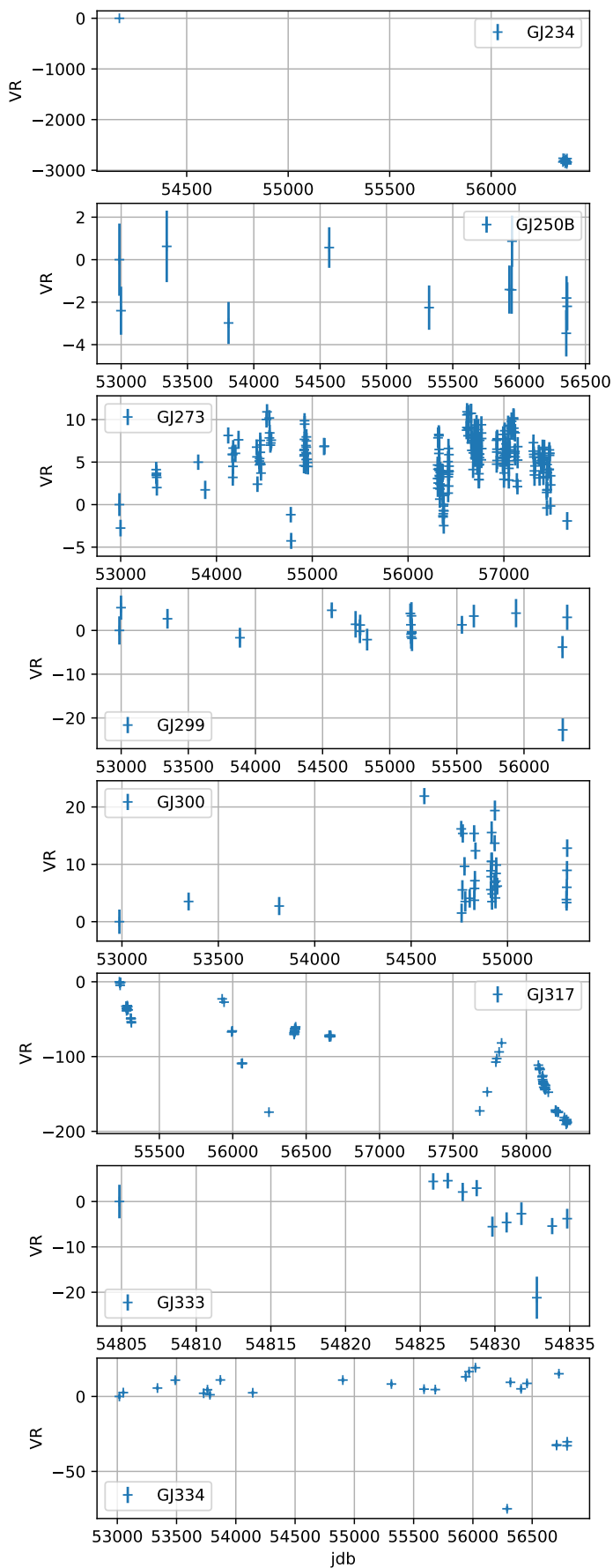
FIGURES

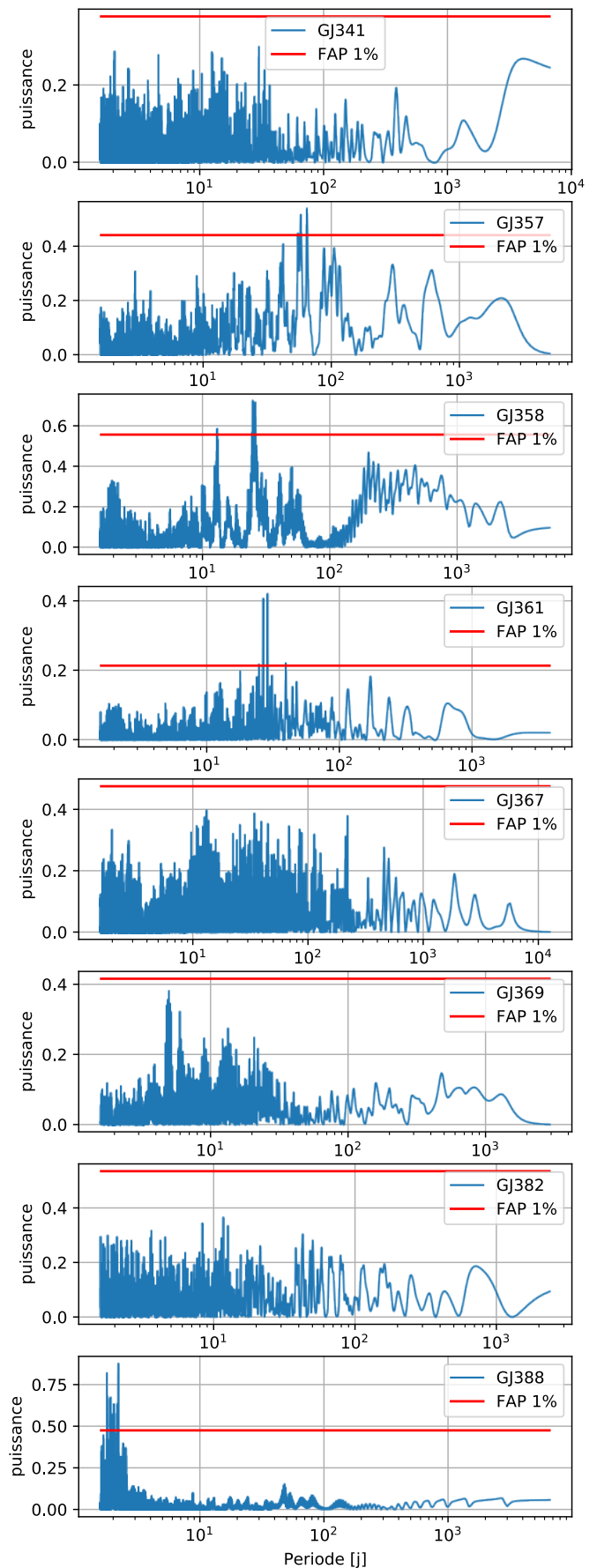
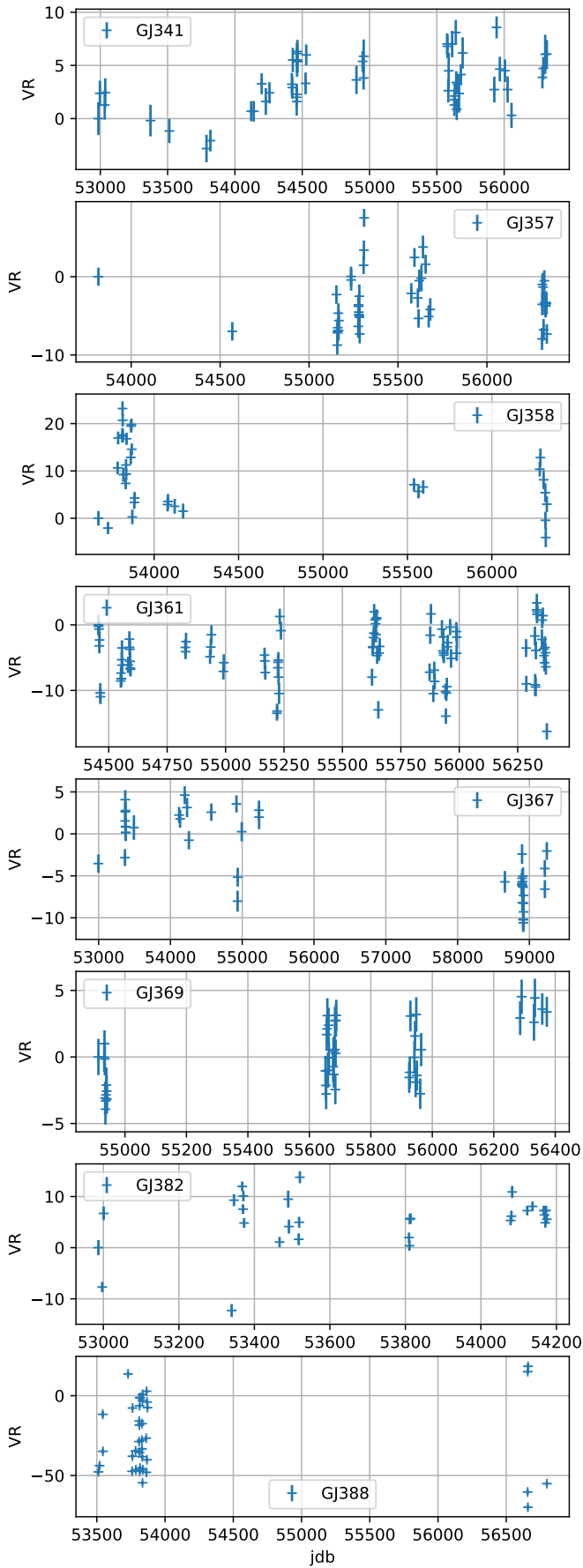
Cette dernière annexe contient les représentations graphiques des 200 étoiles de la table précédente. La colonne de gauche contient la série temporelle de VR après les étapes de sélections et de corrections automatiques mais avant tout ajustement à court ou long terme. La colonne de droite contient les périodogrammes GLS effectués sur ces série. Ils correspondent donc à la première itération de la recherche de pic dans les périodogrammes décrite dans la deuxième moitié du chapitre III.

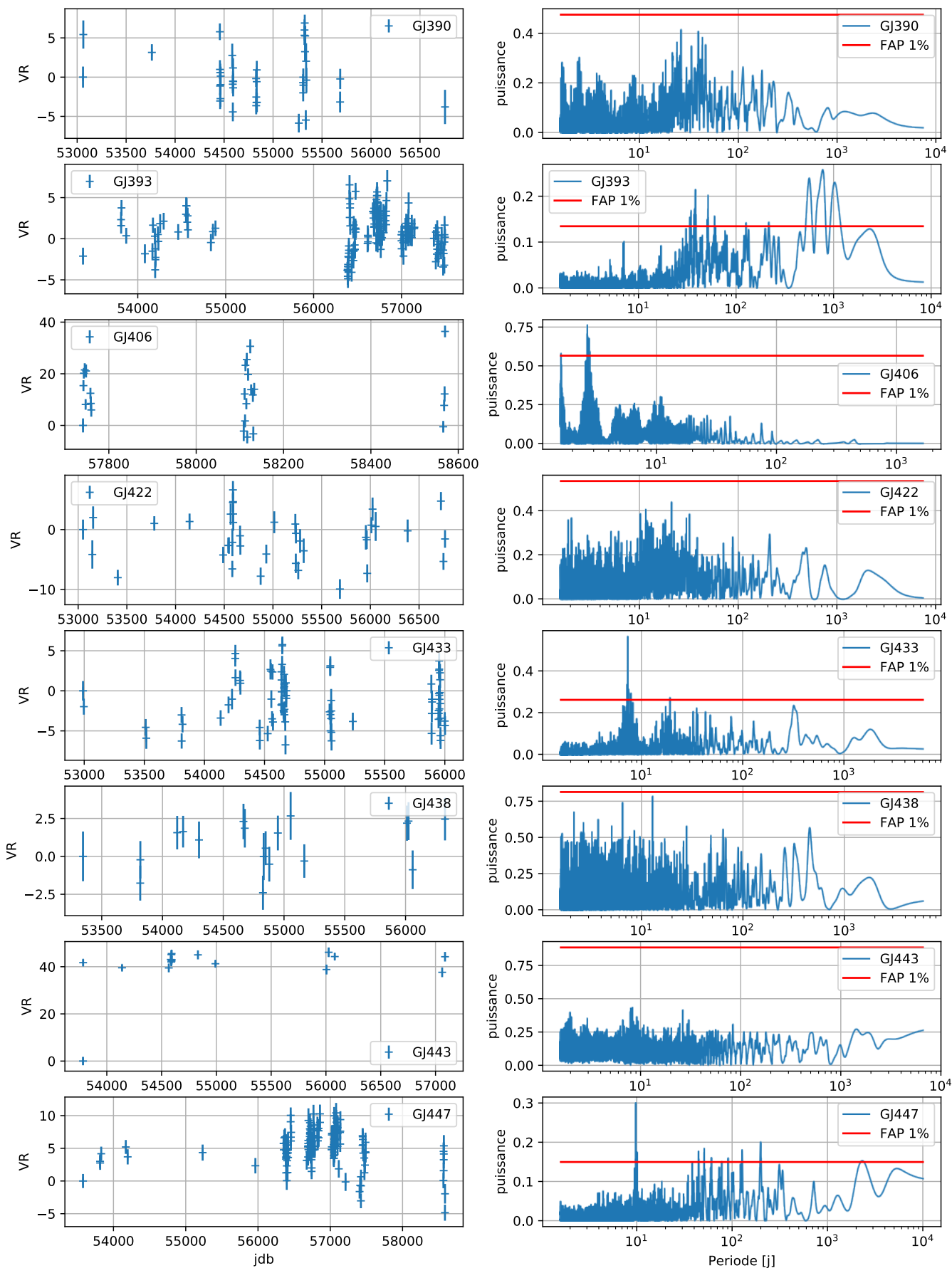


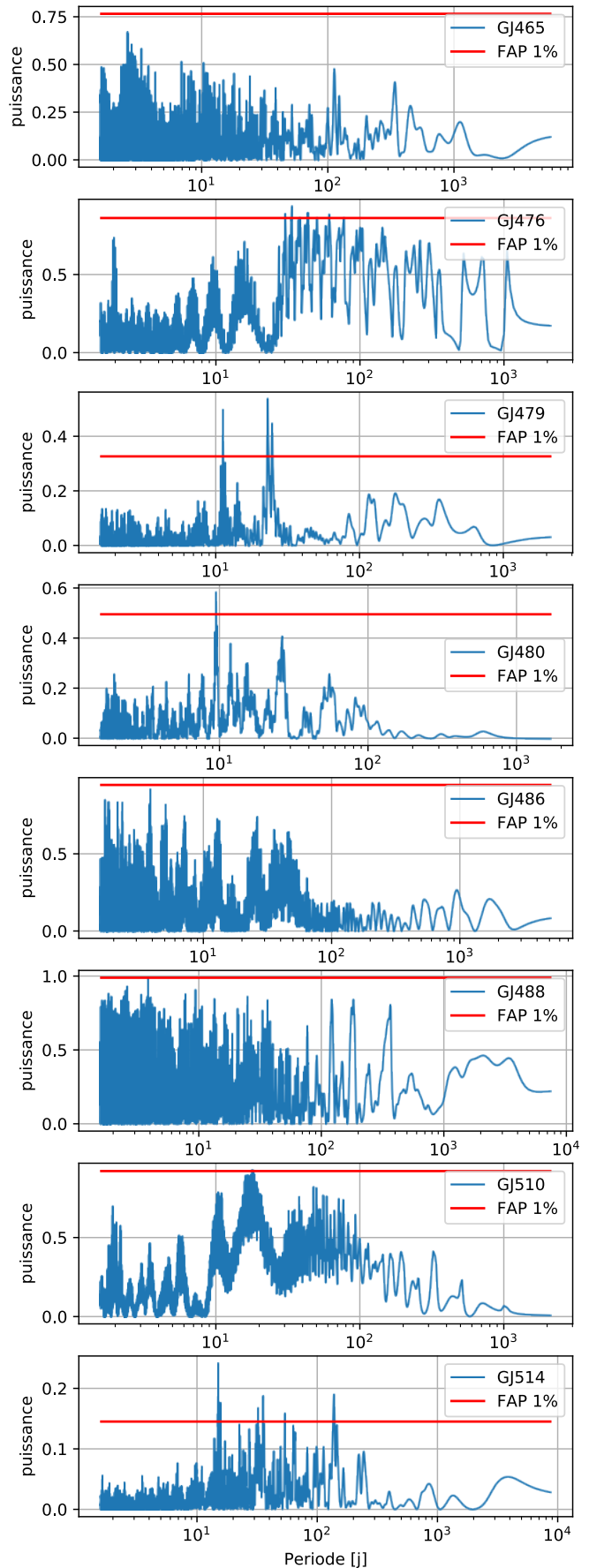
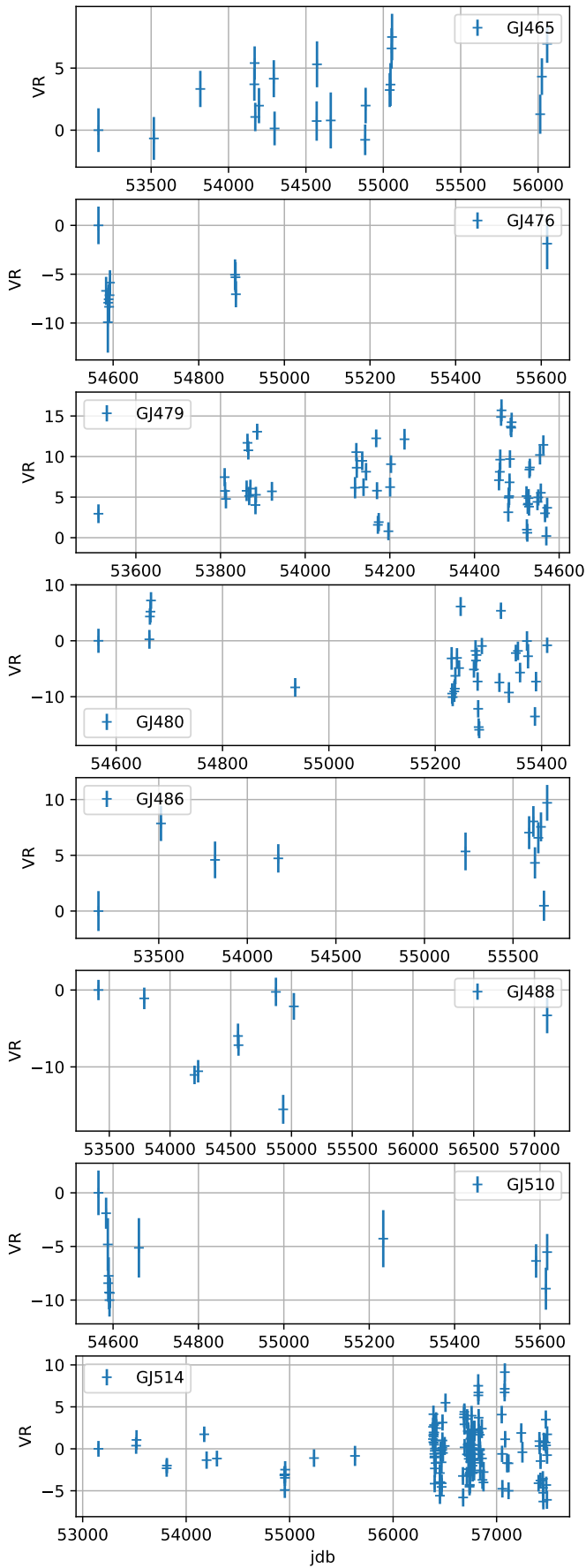


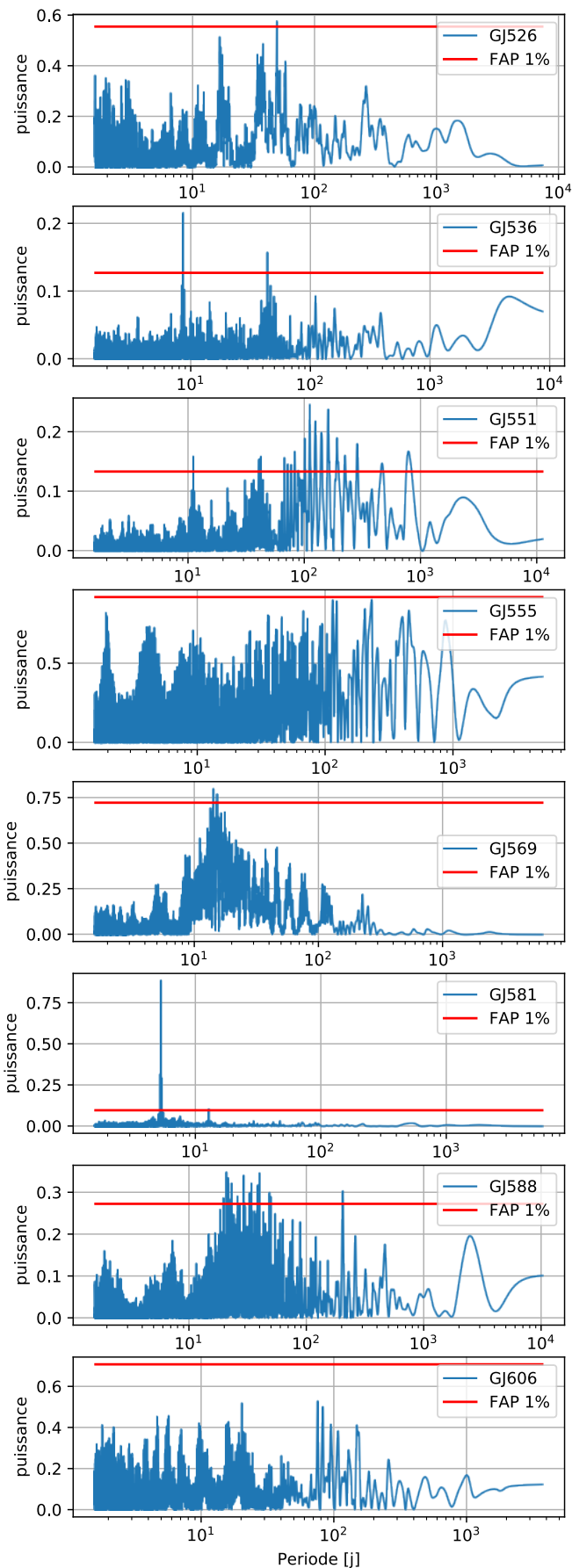
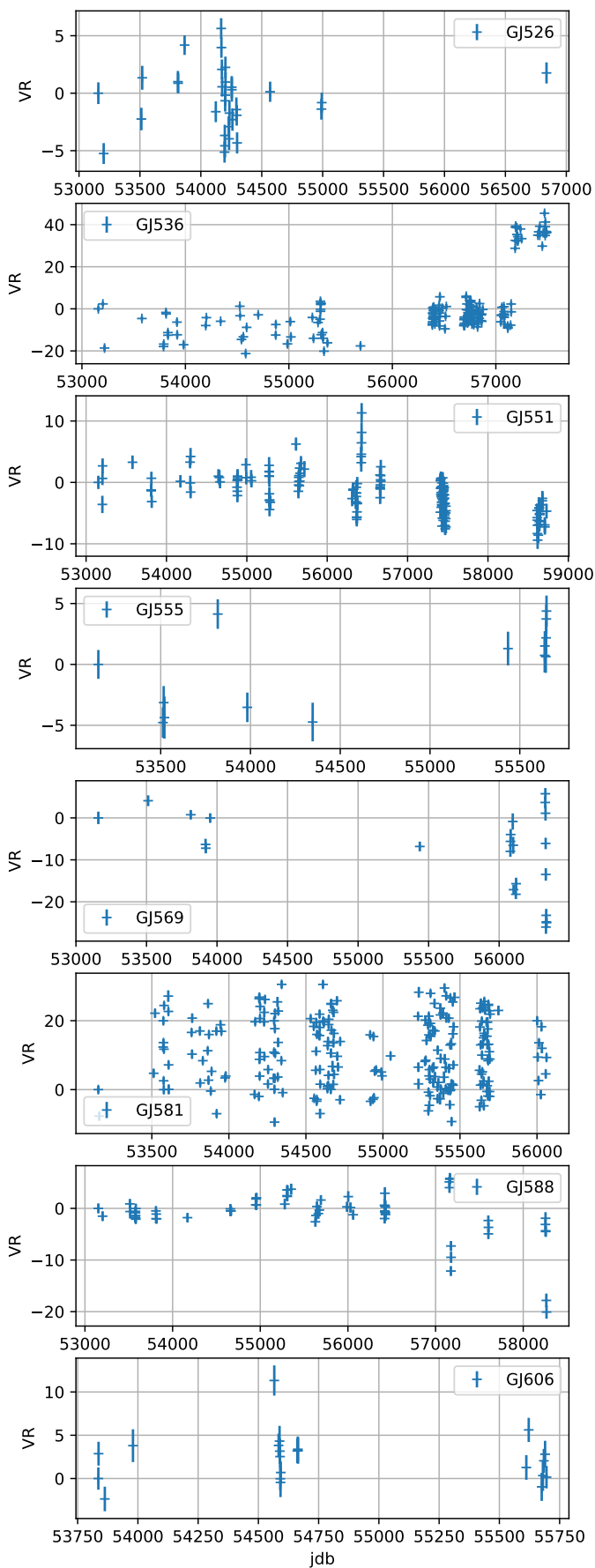


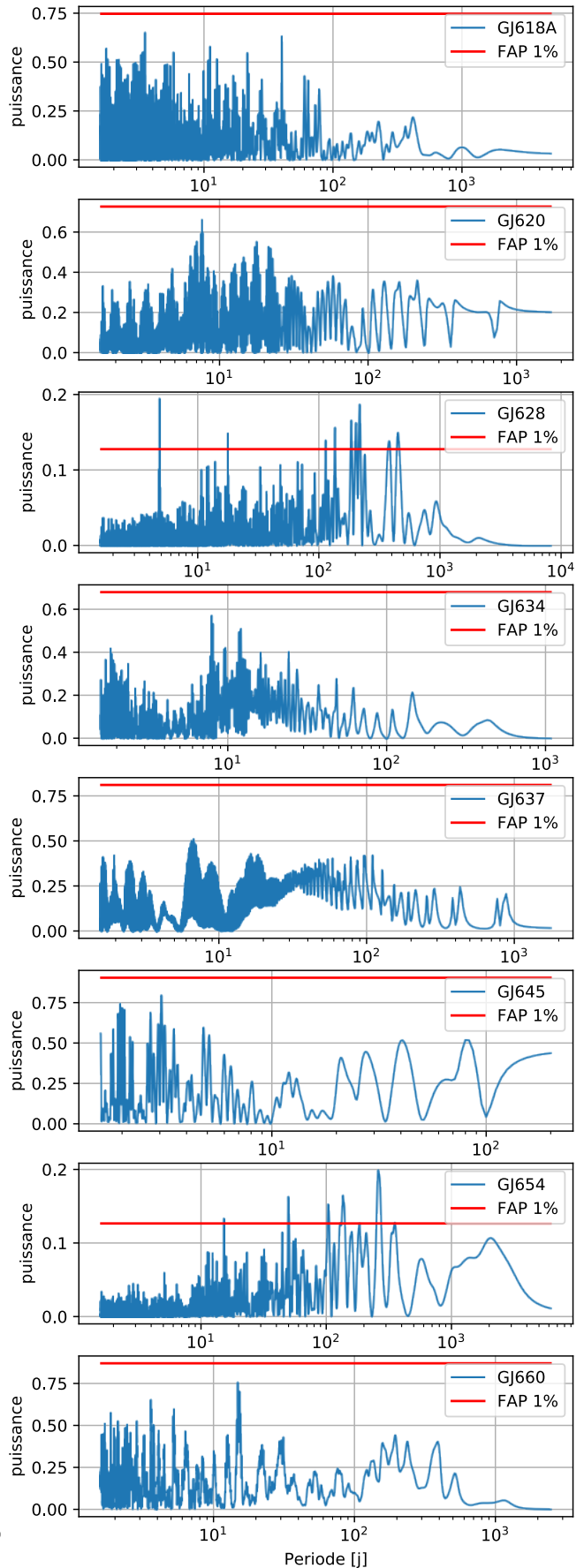
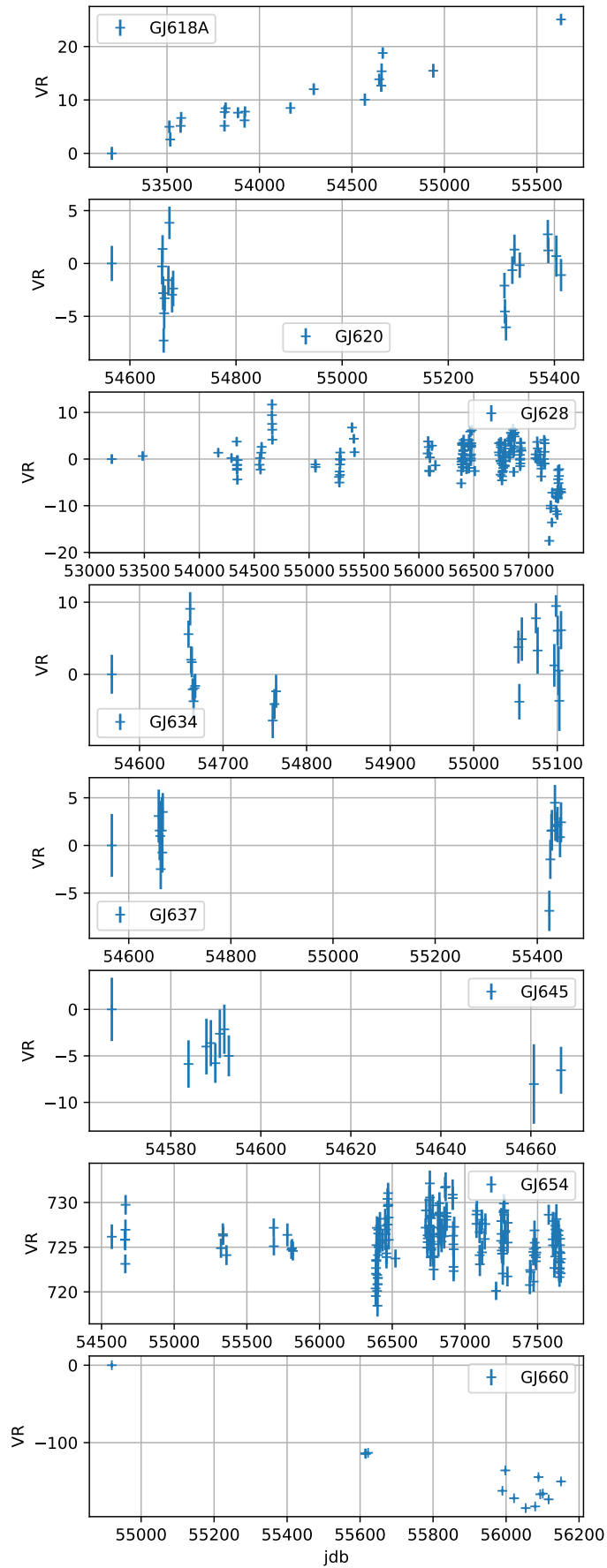


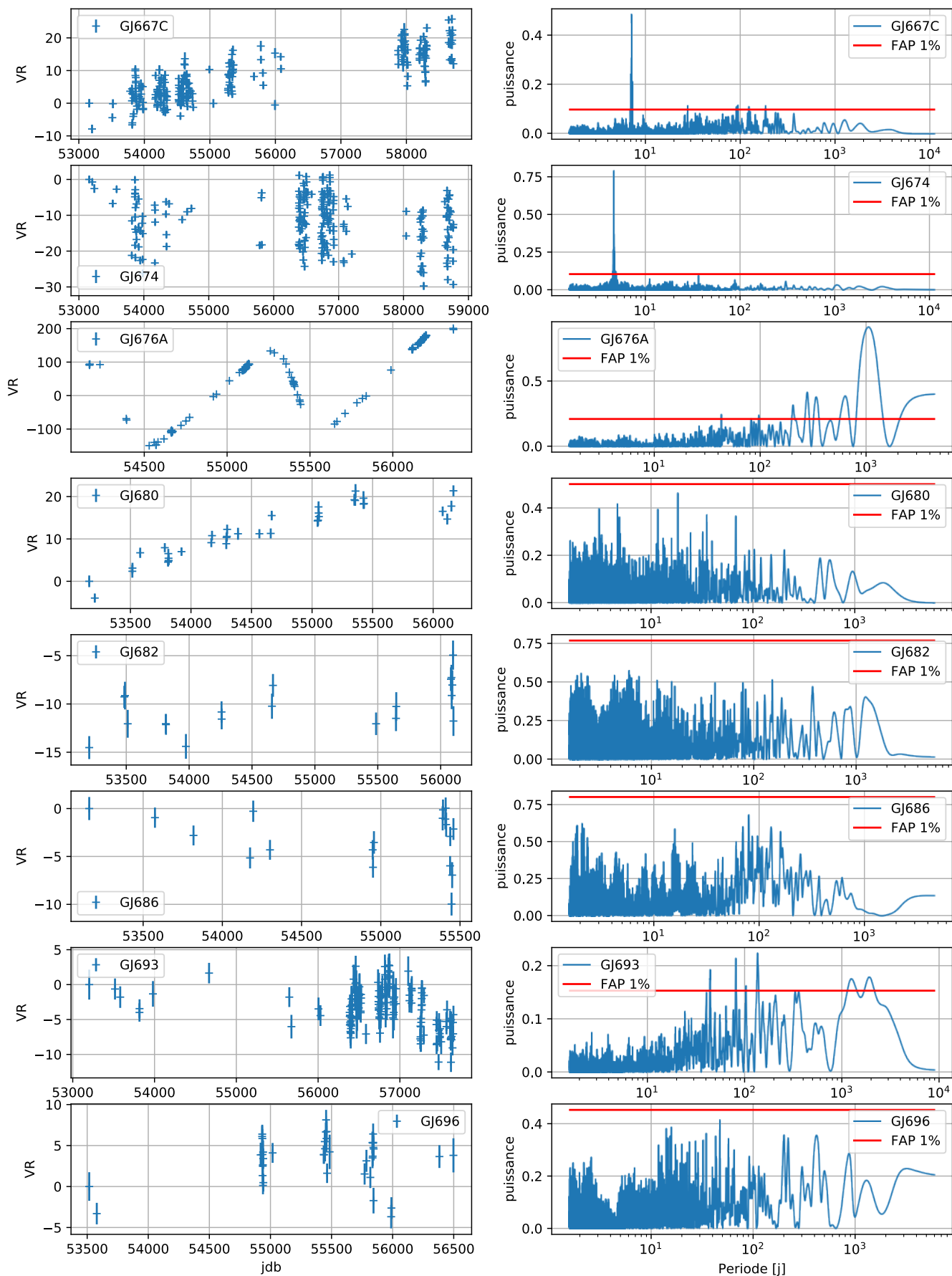


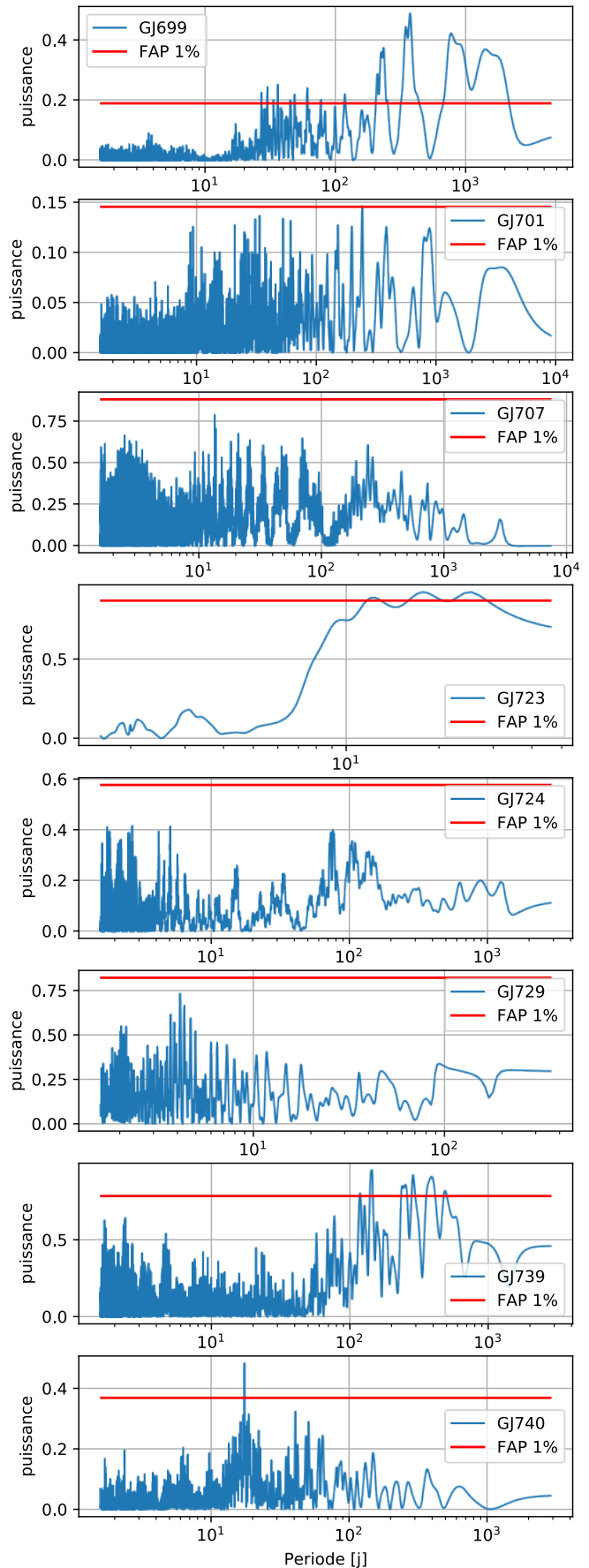
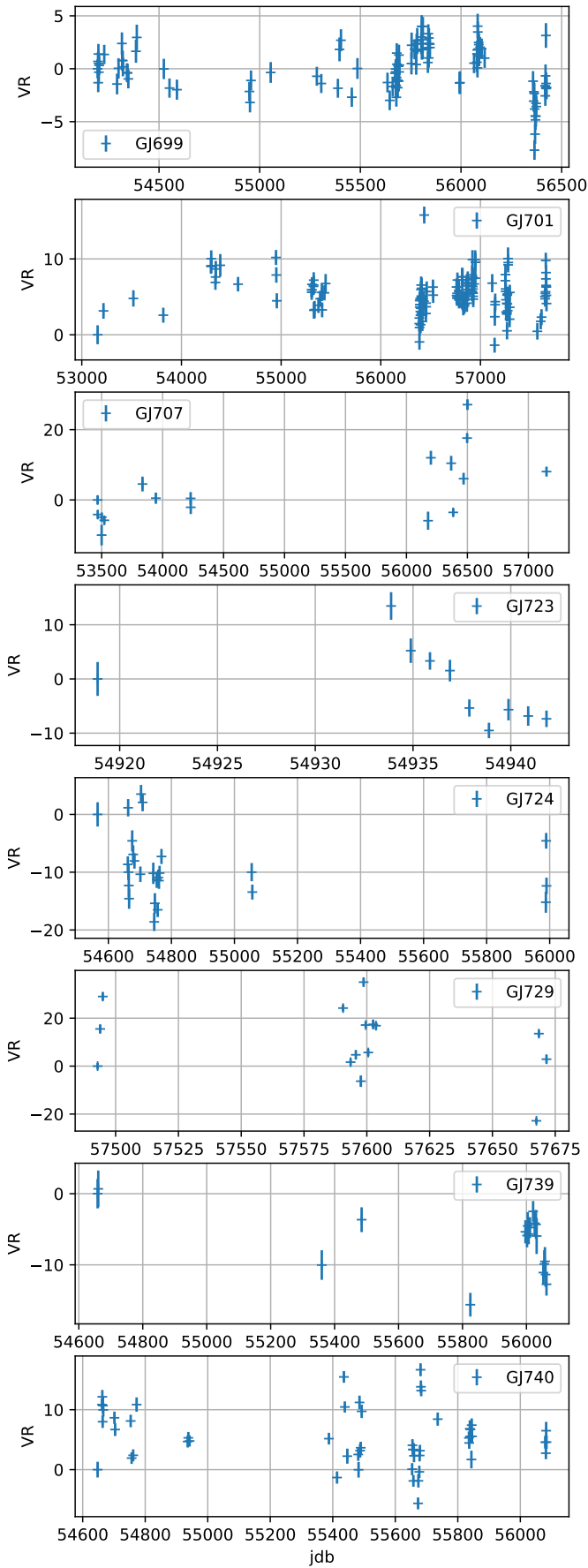


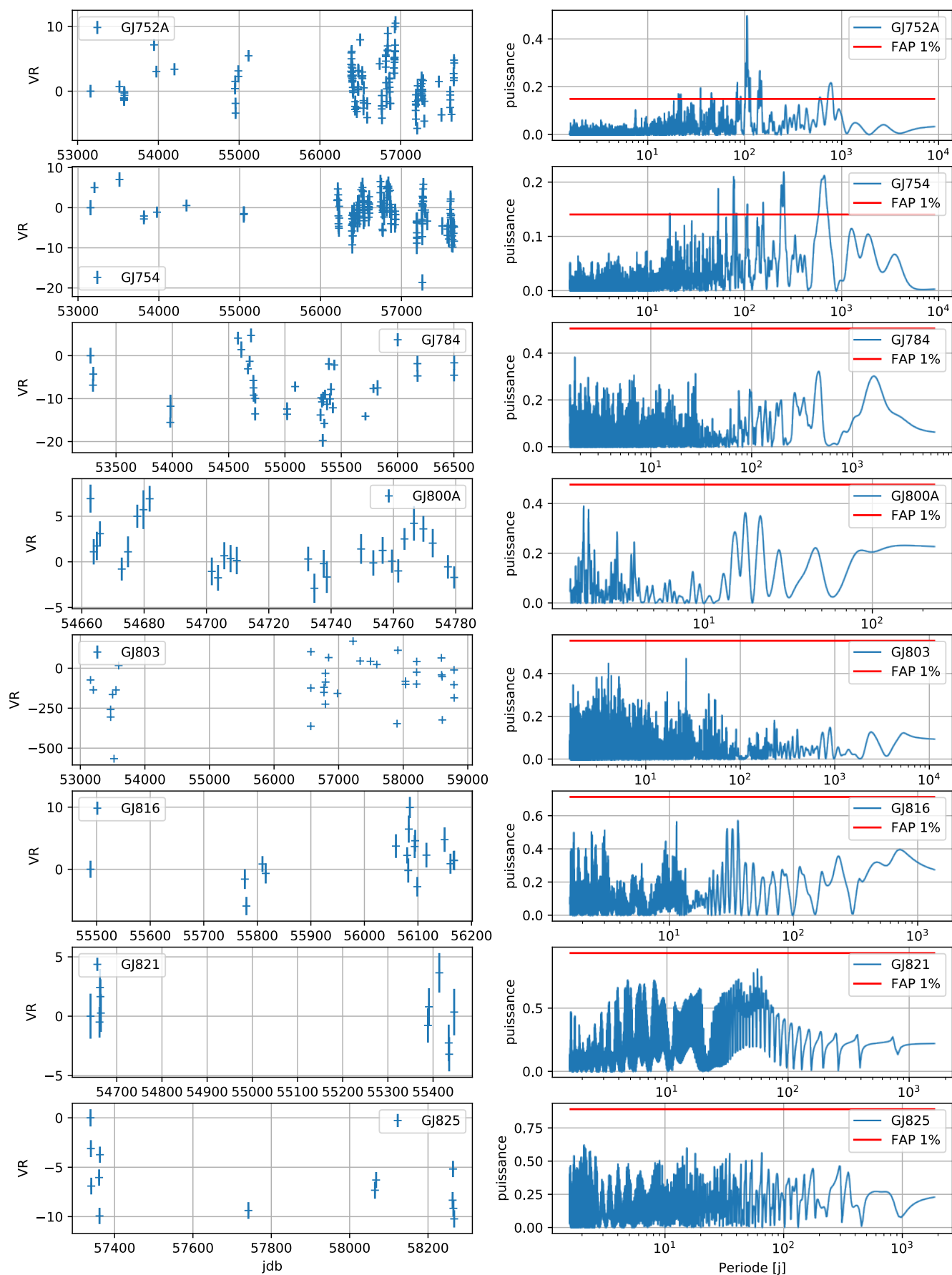


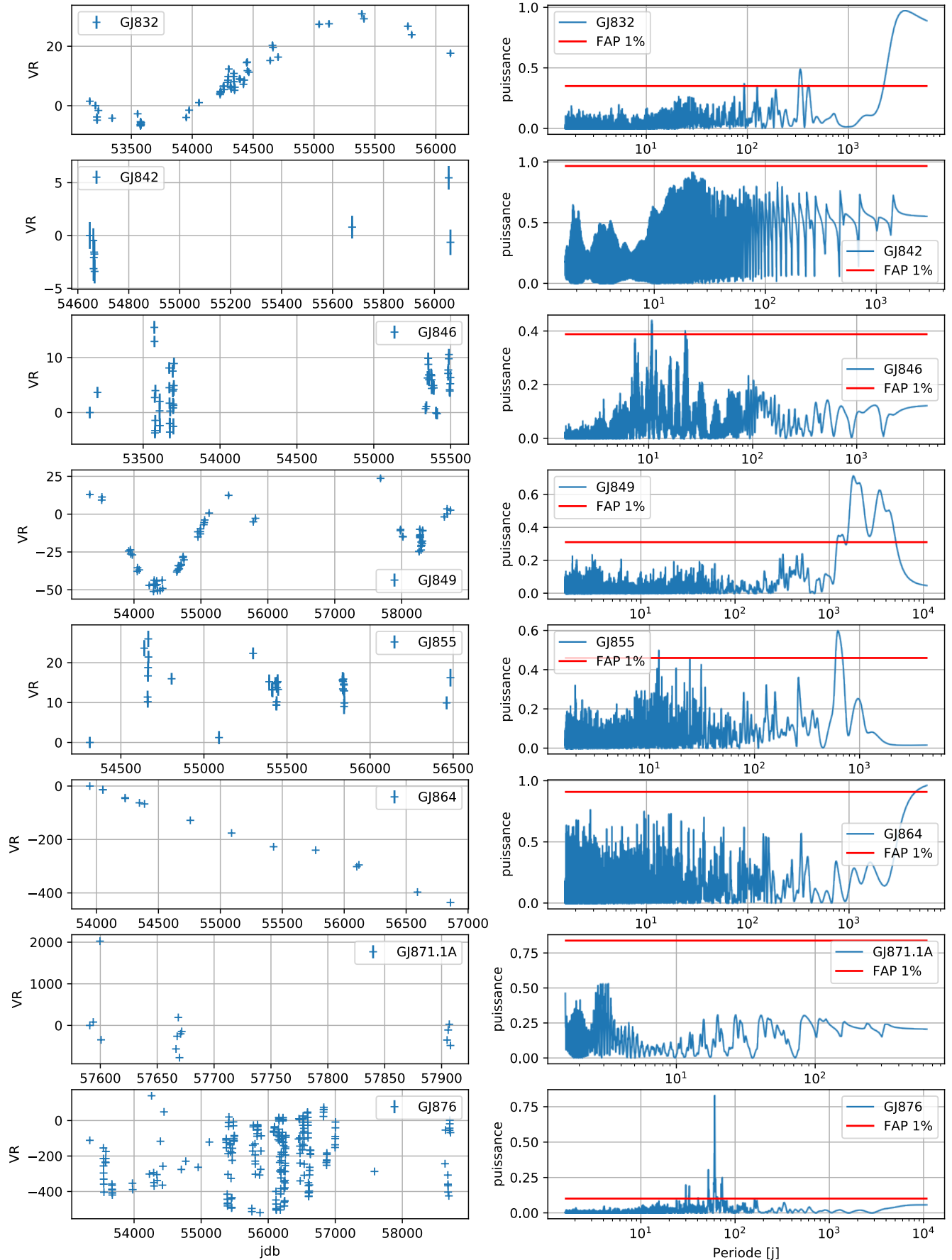


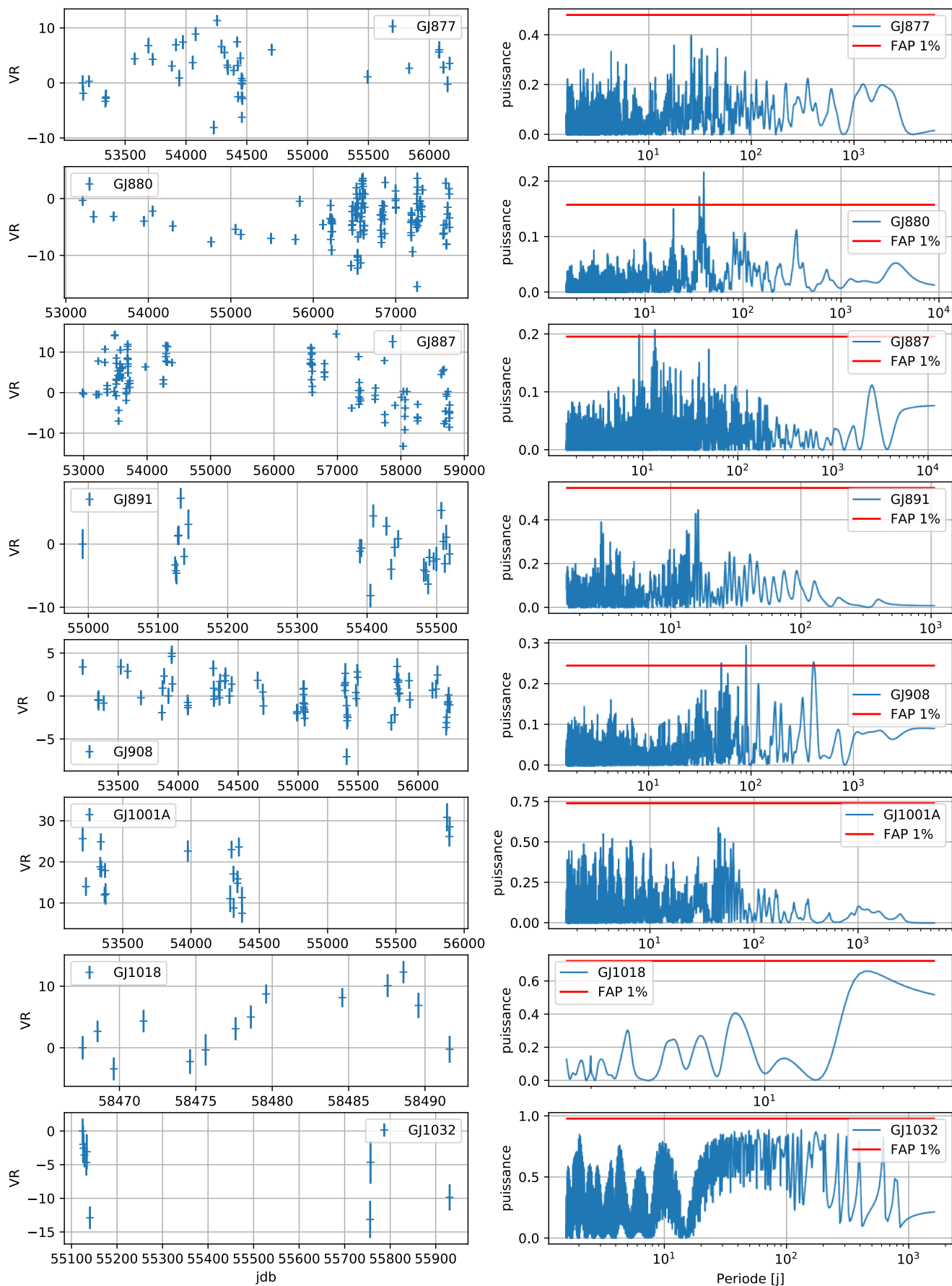


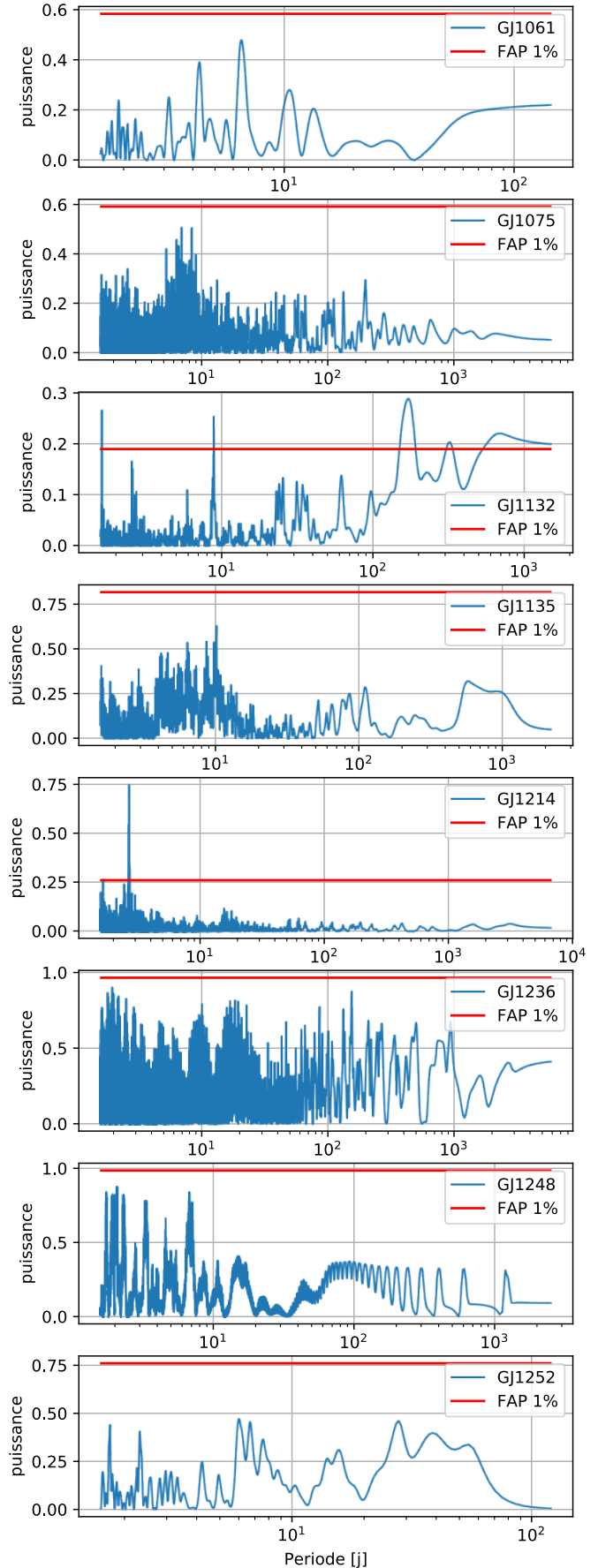
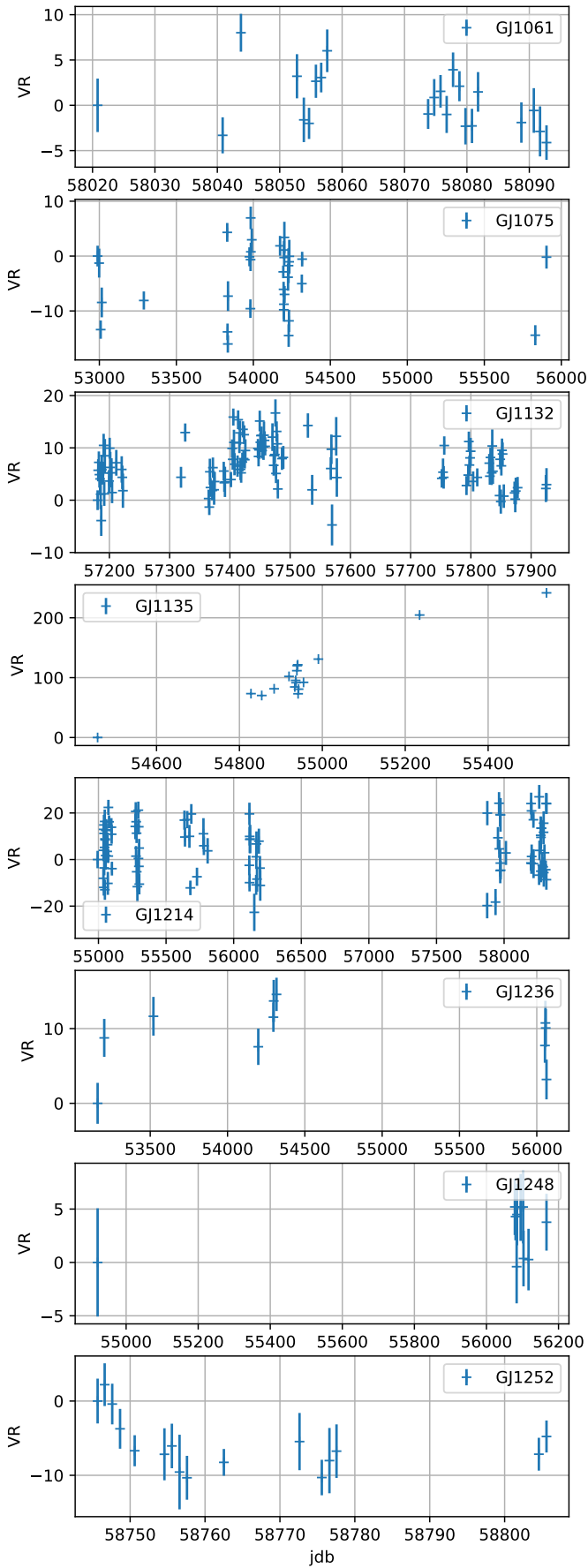


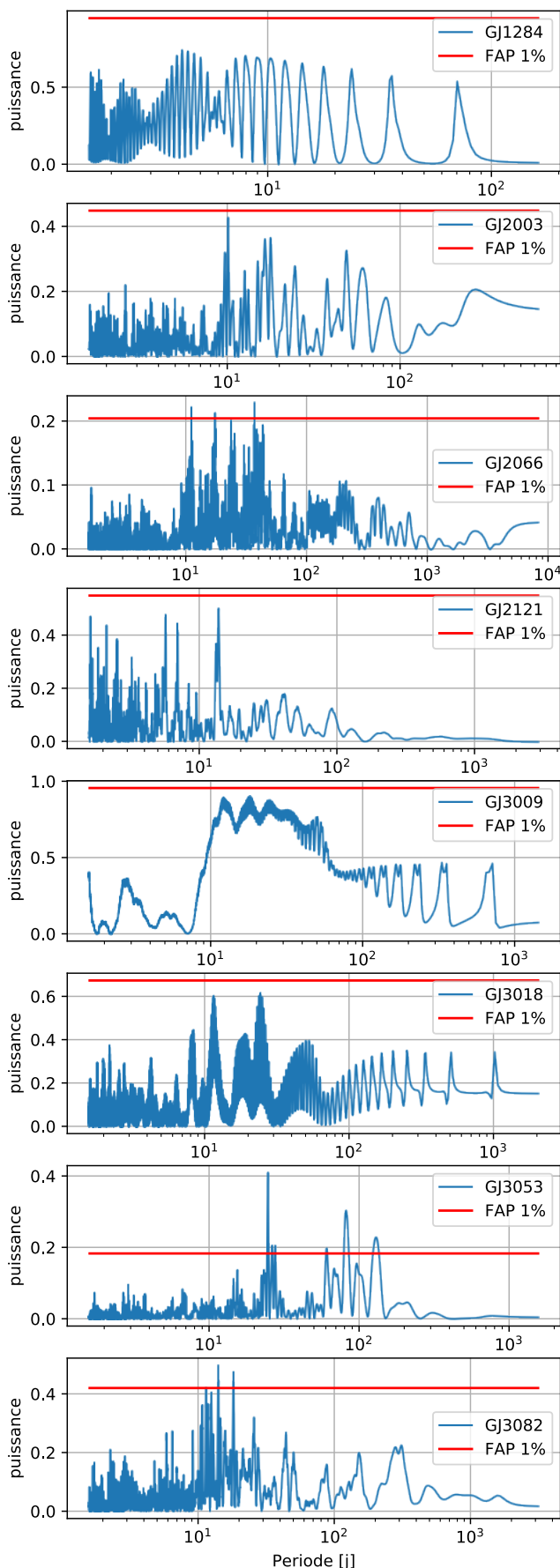
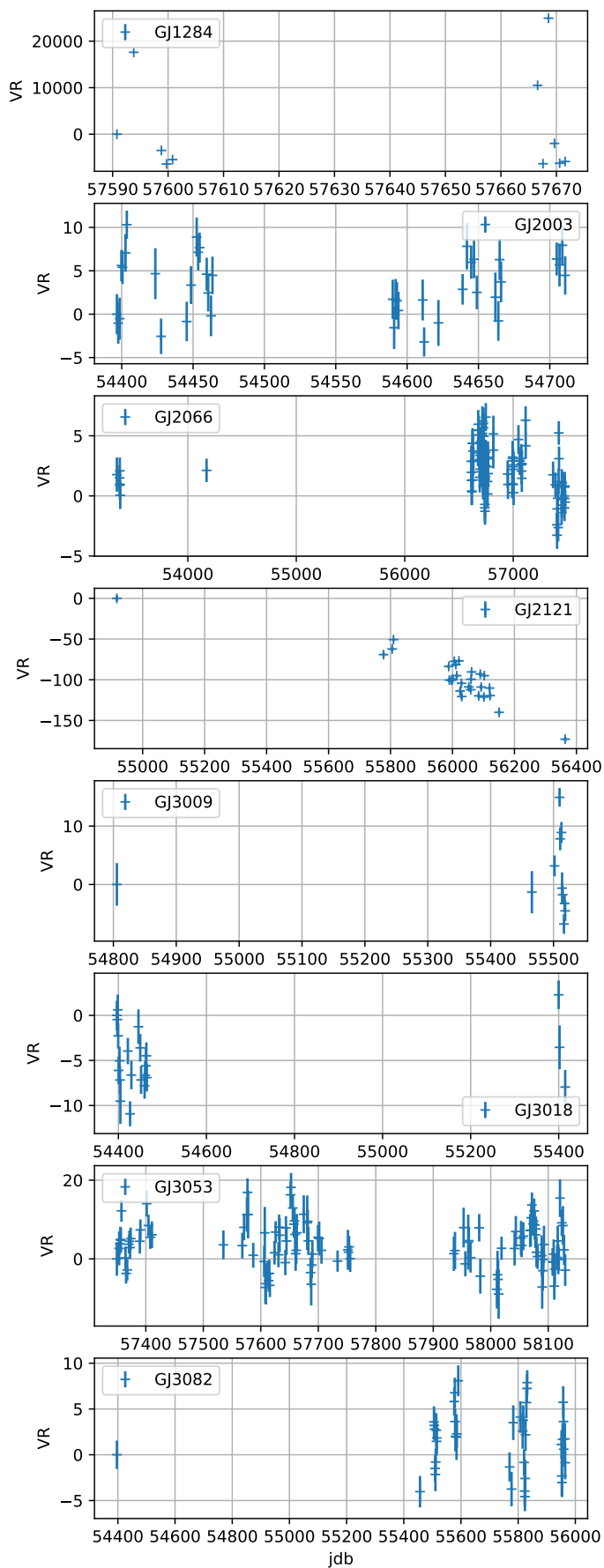


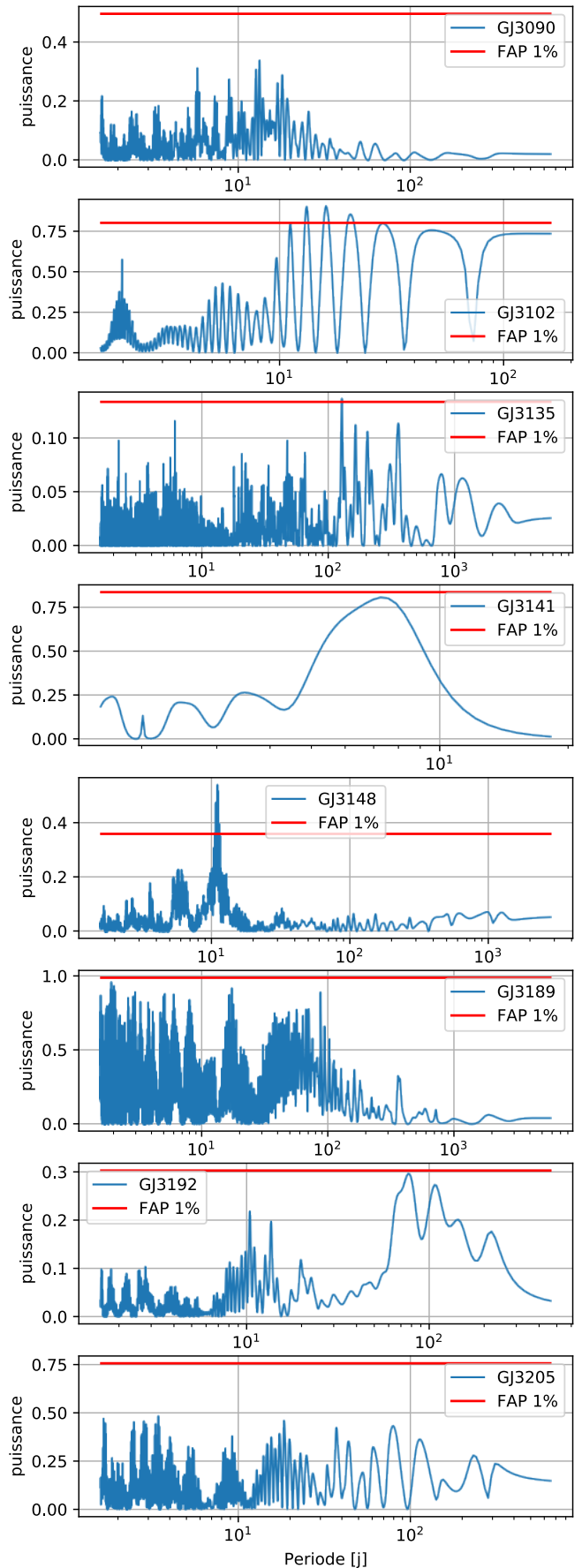
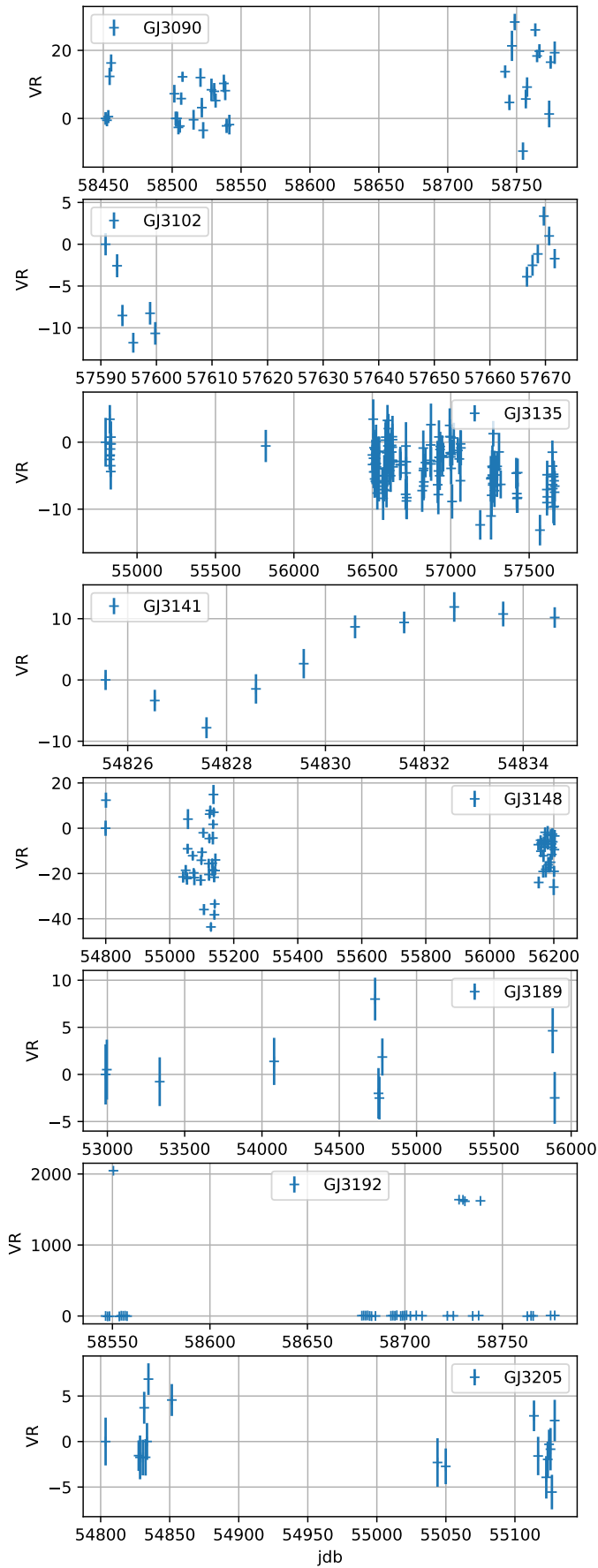


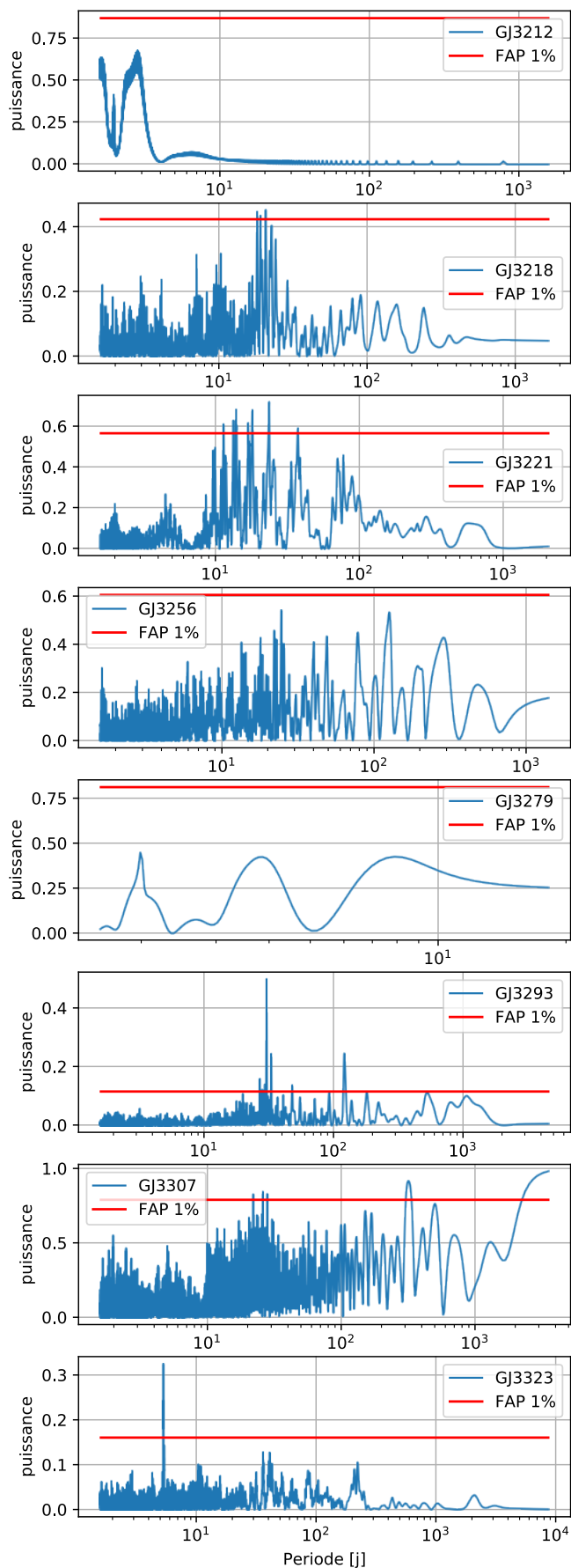
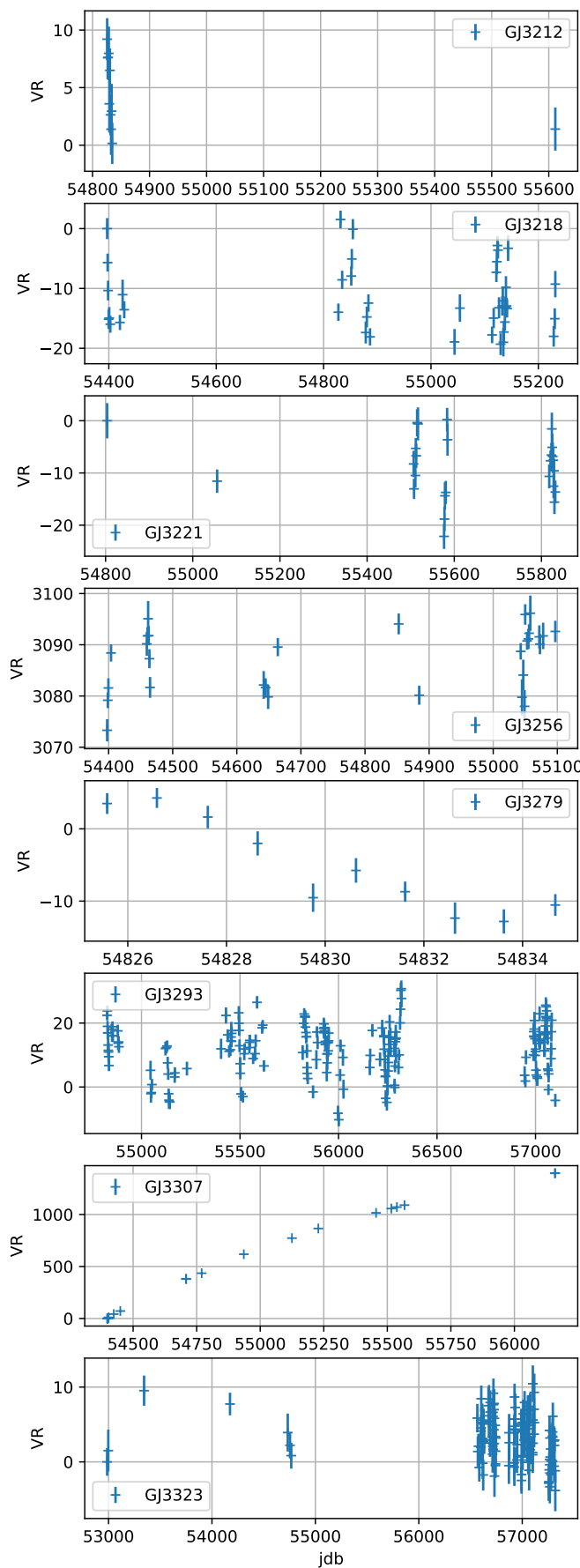


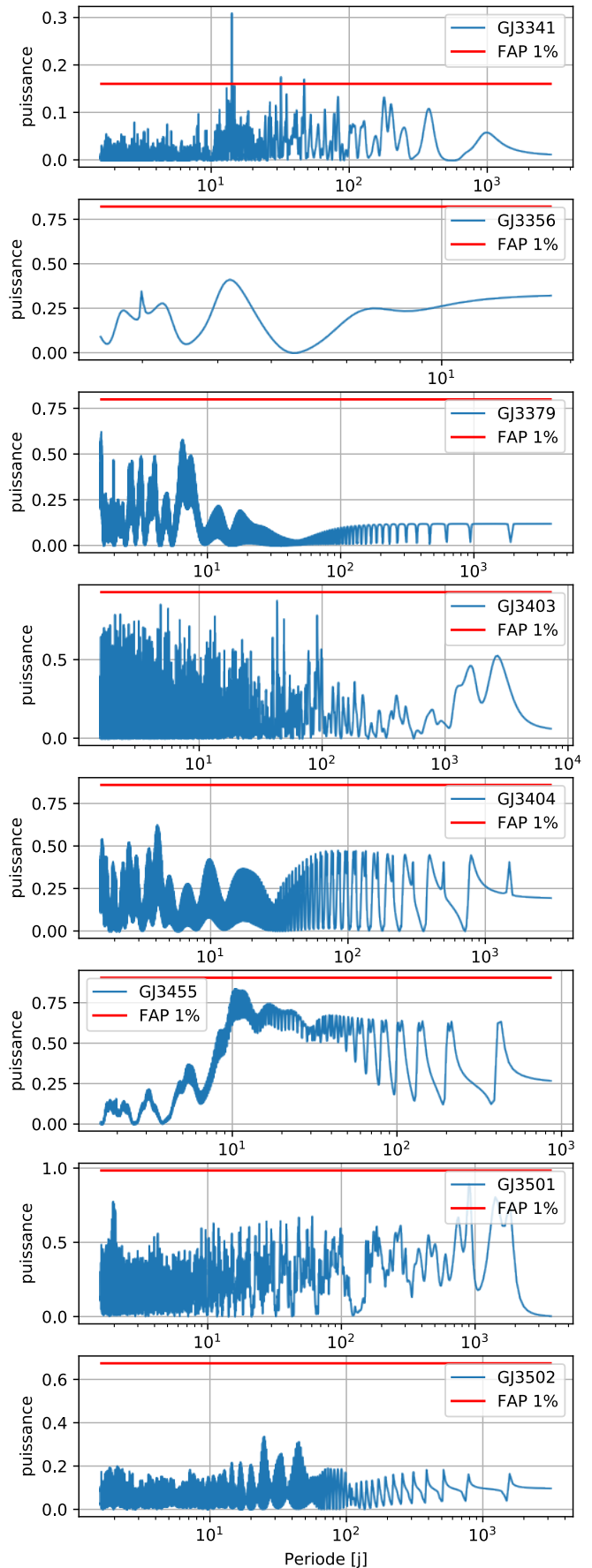
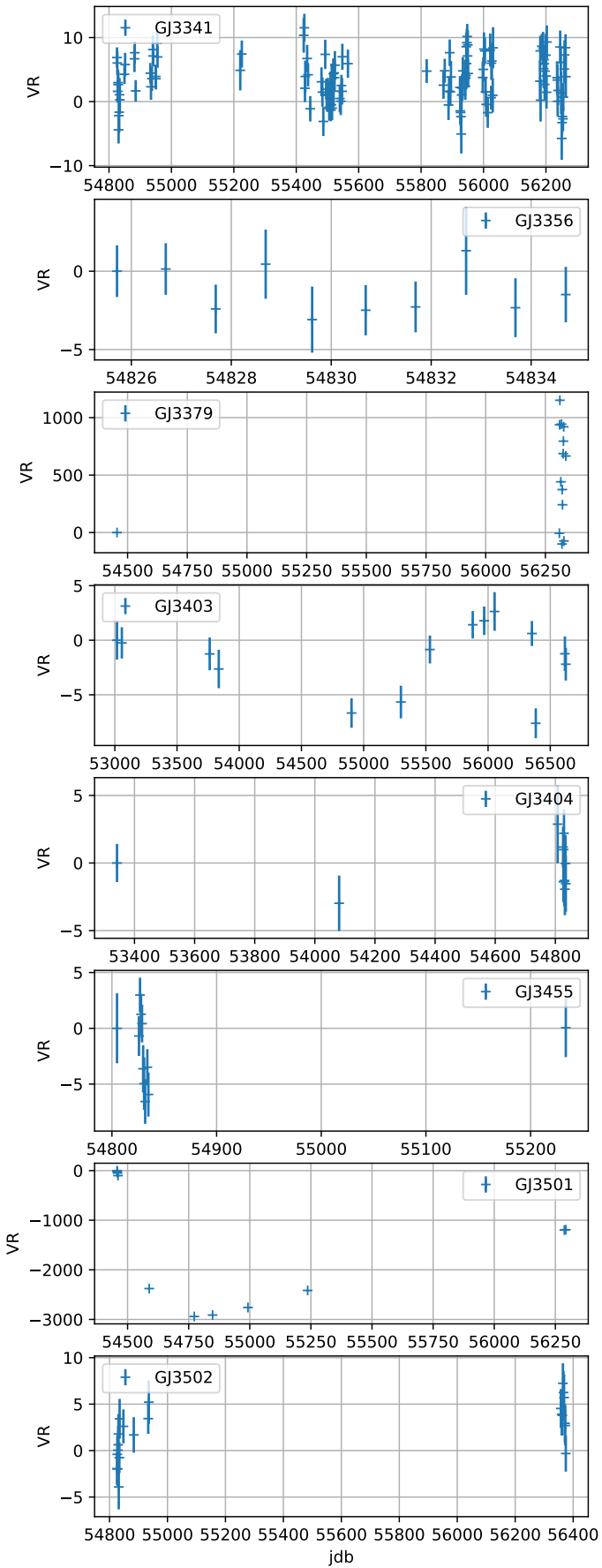


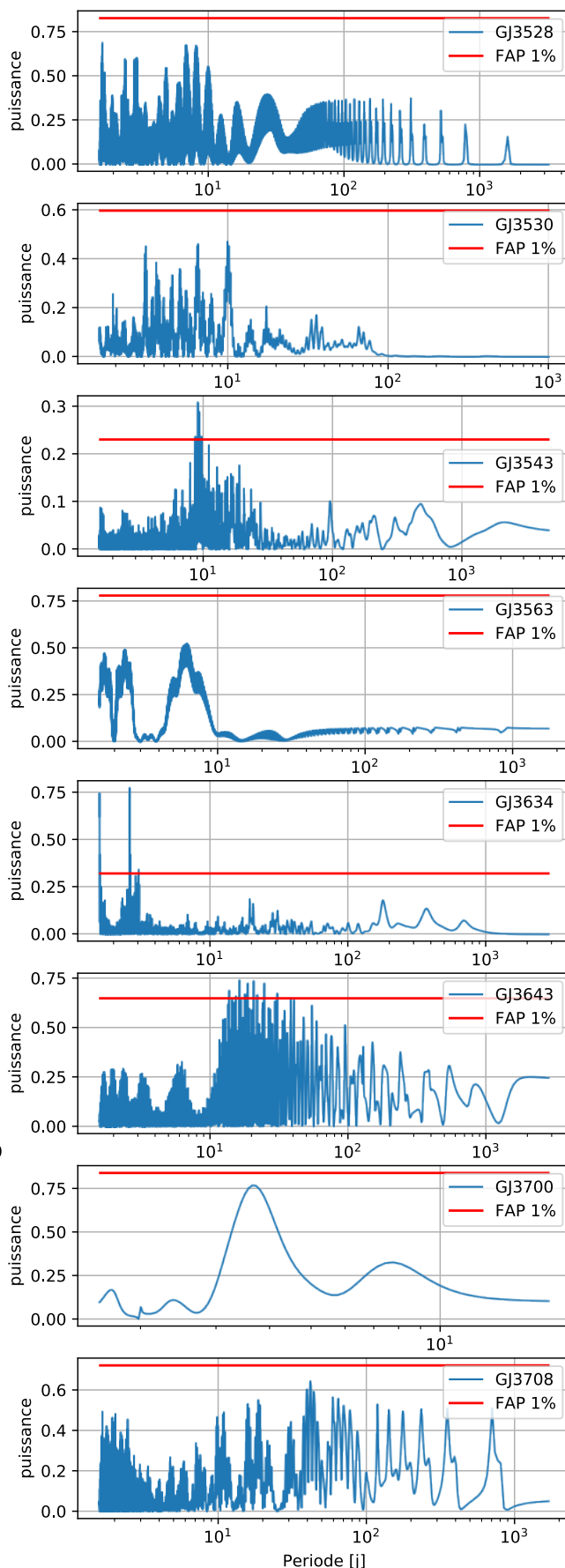
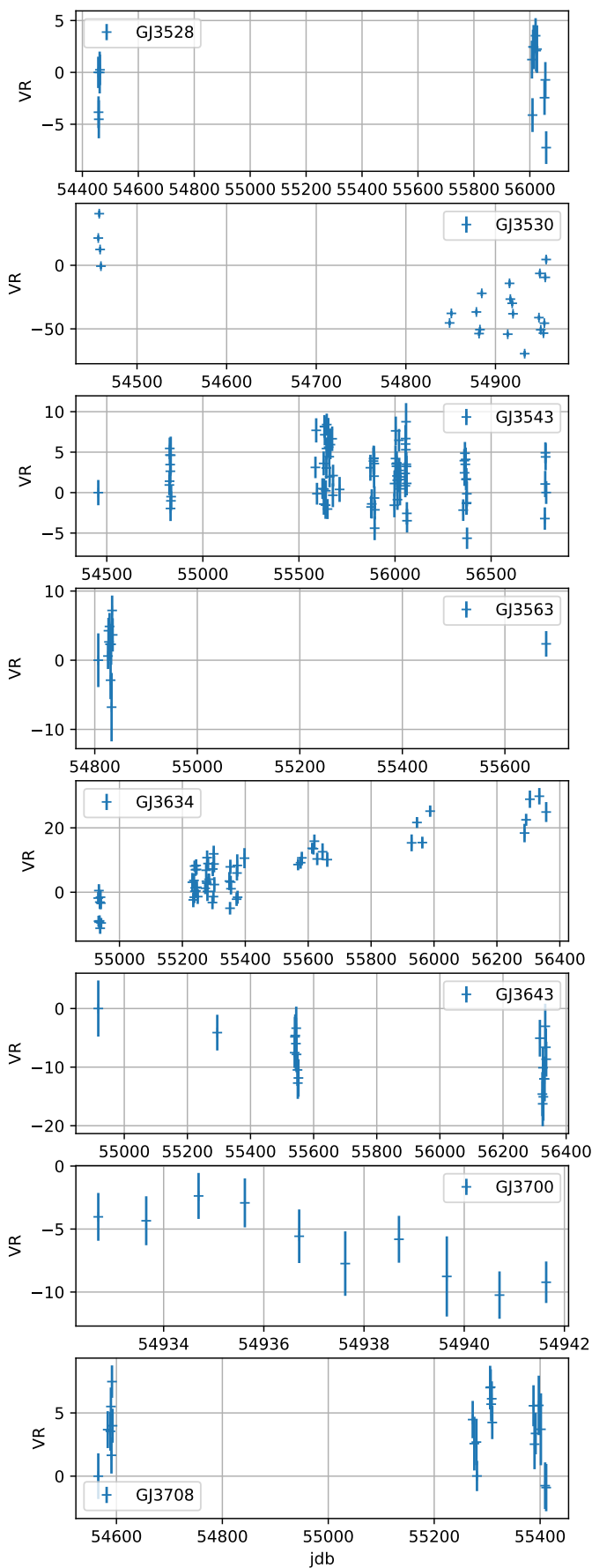


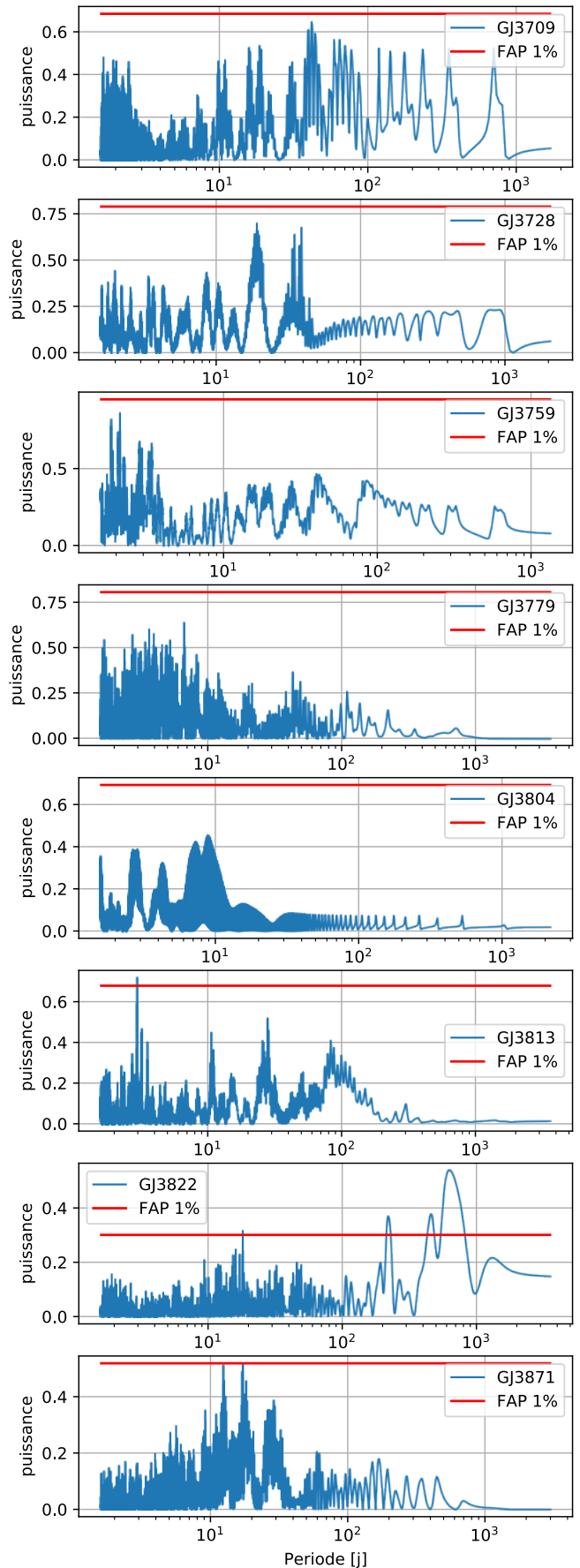
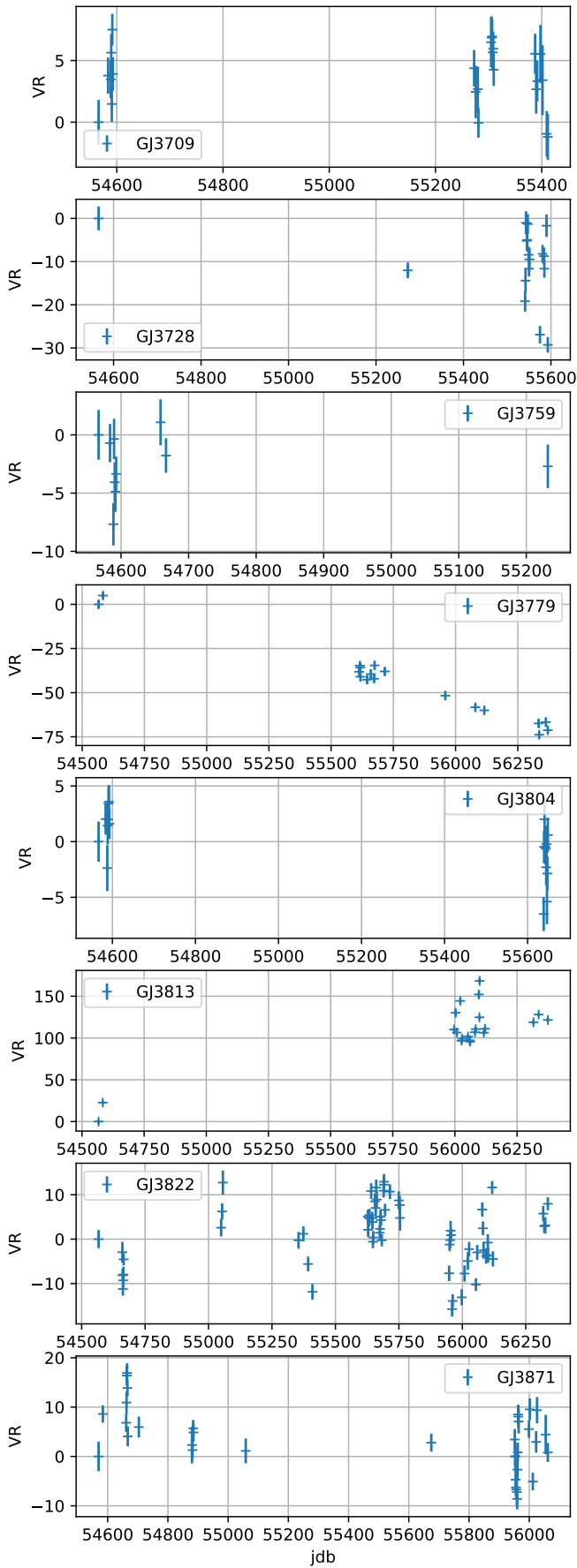


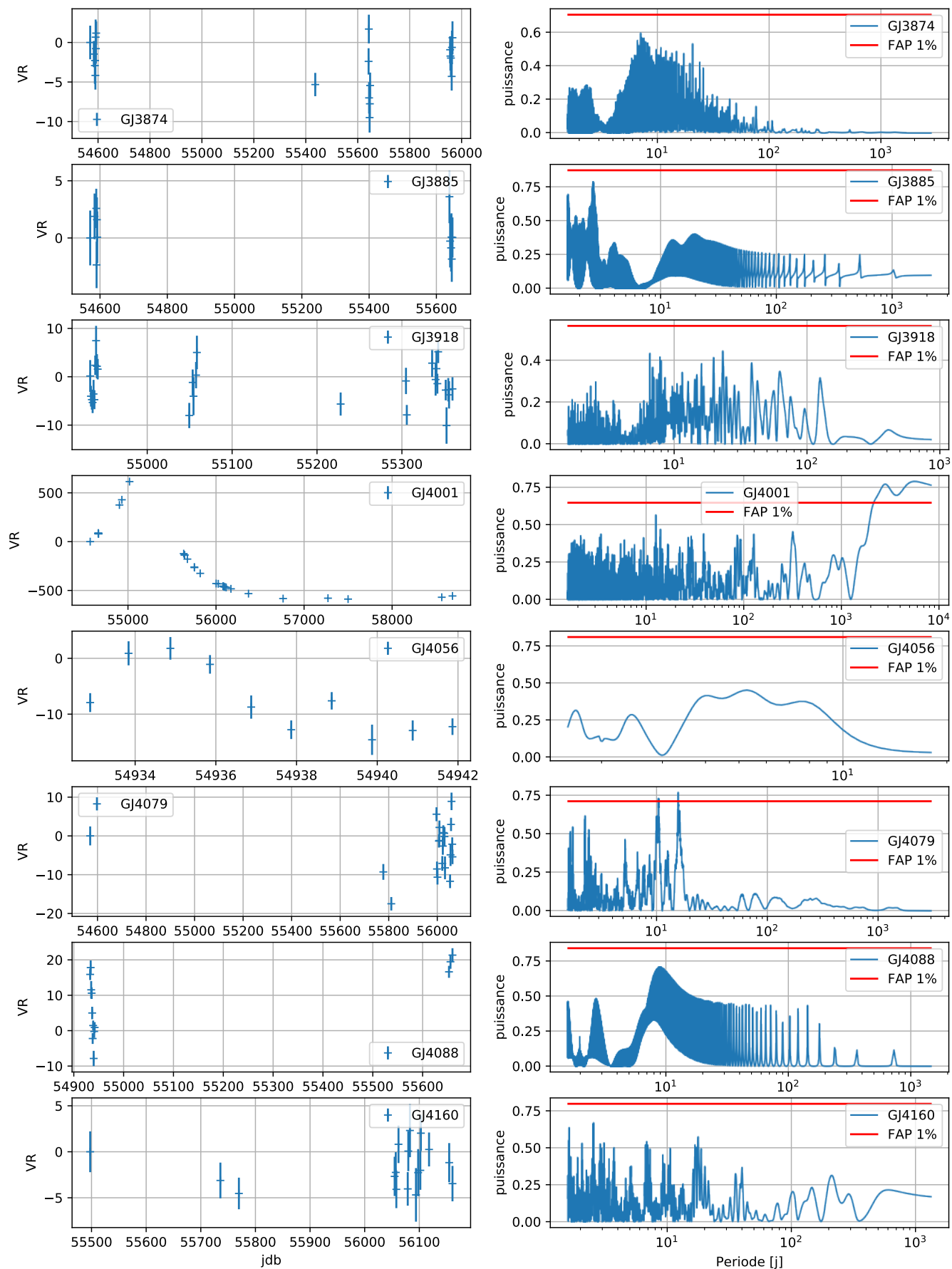


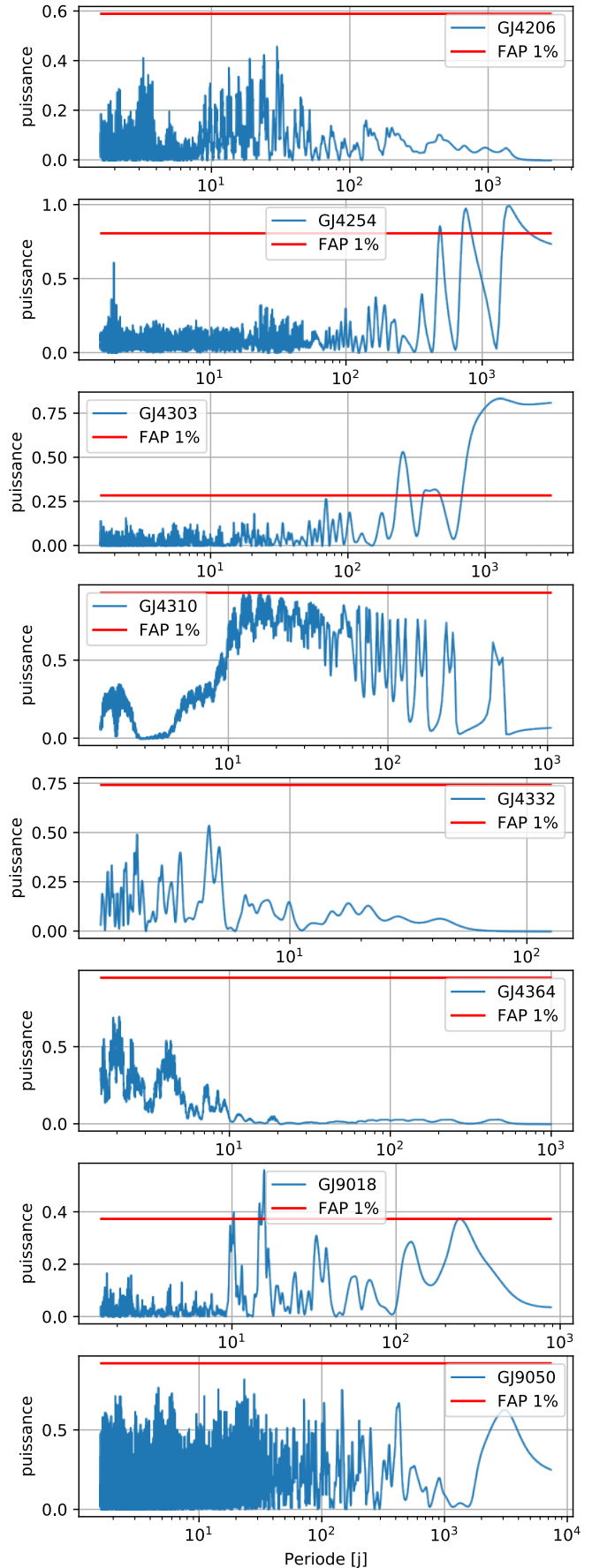
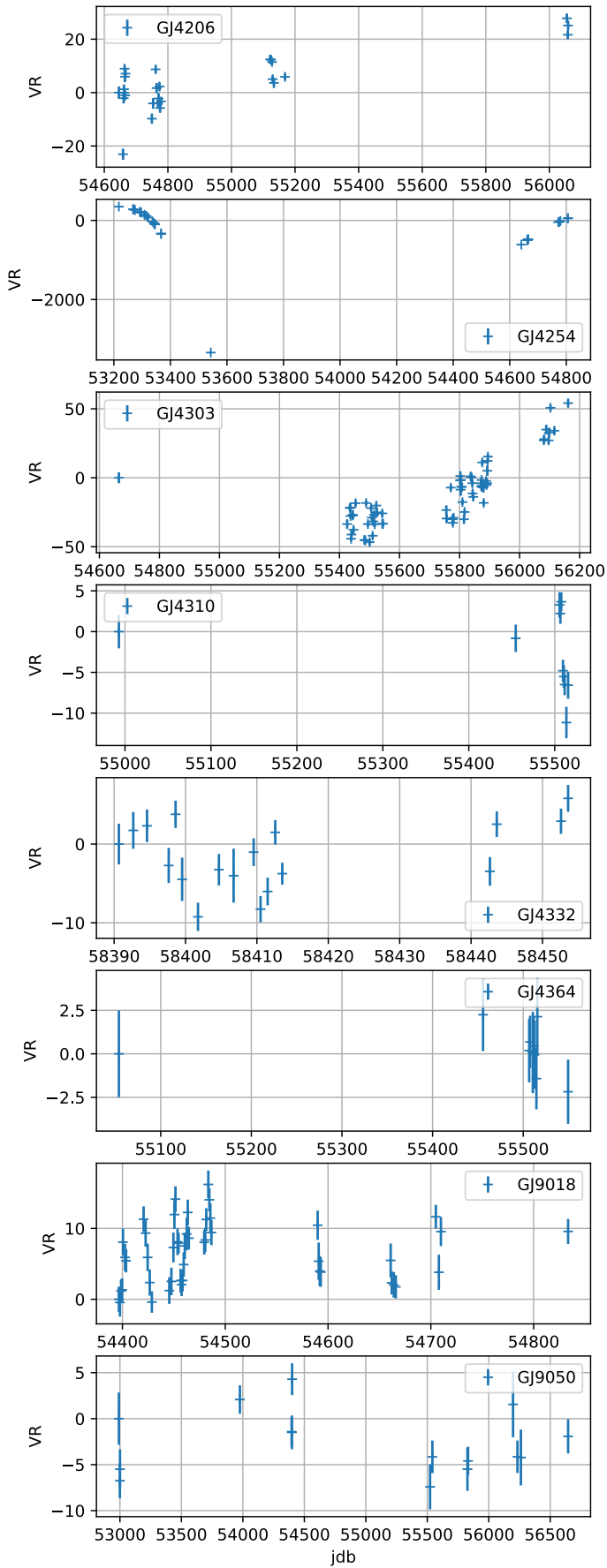


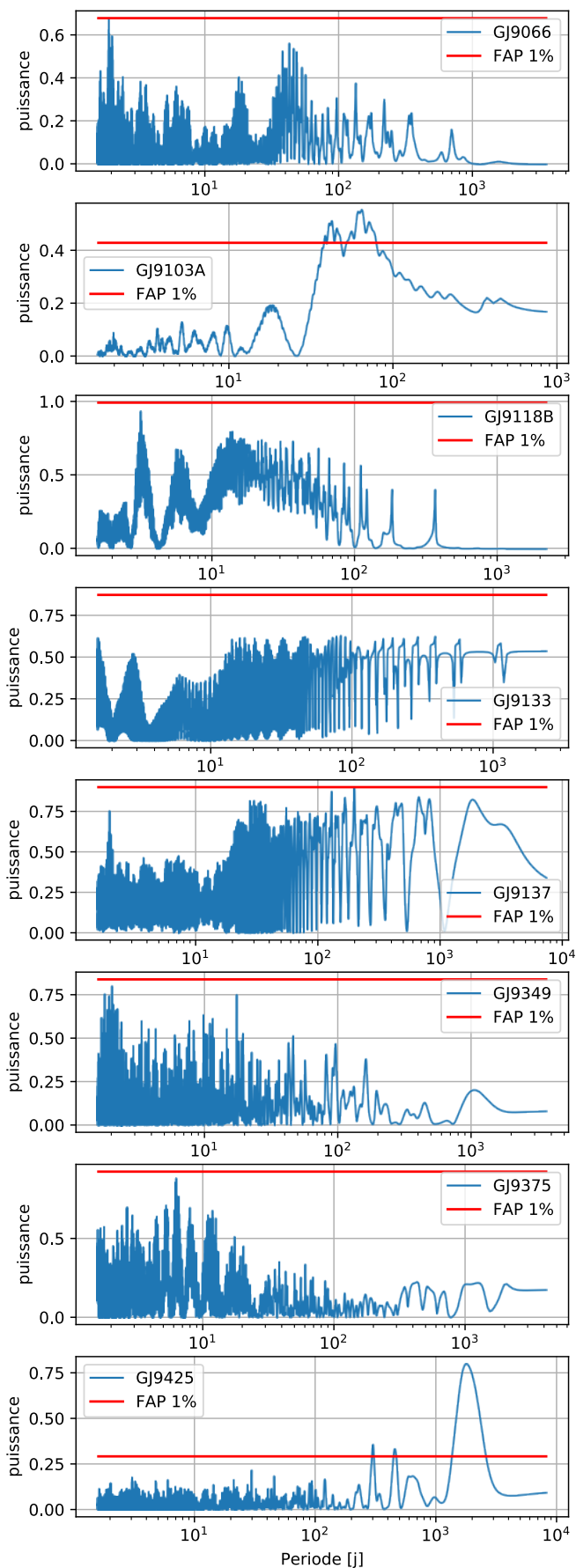
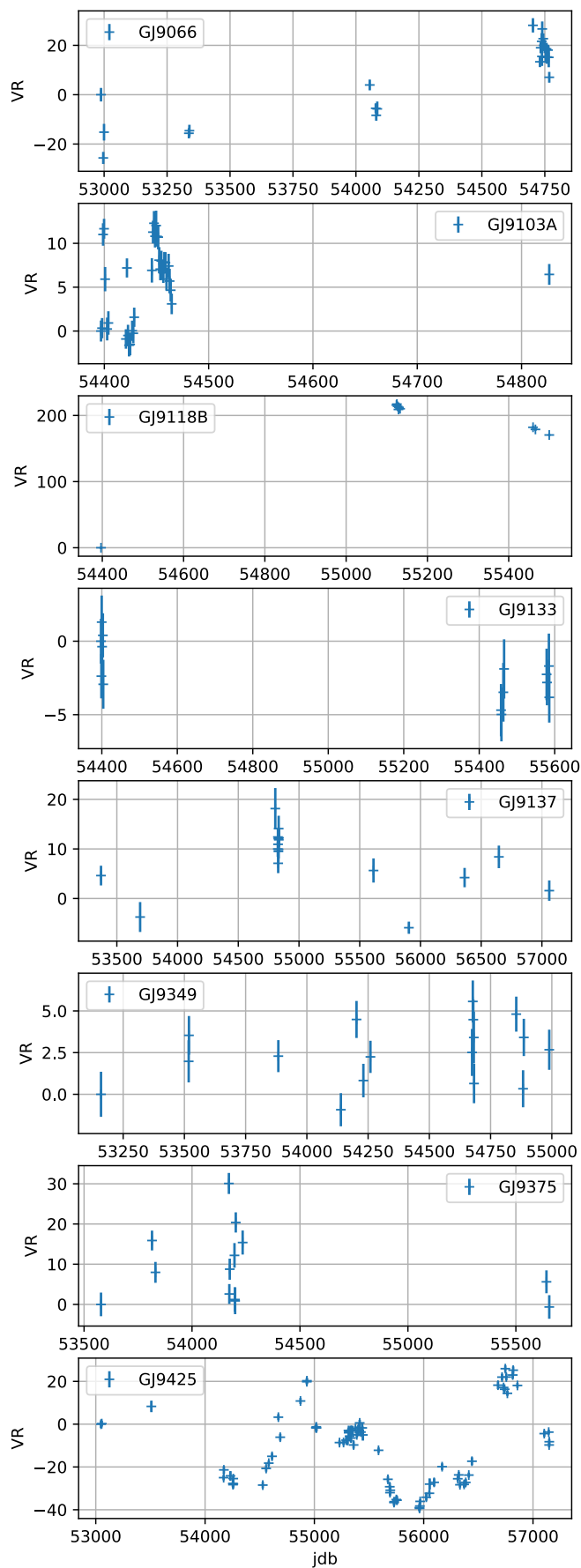


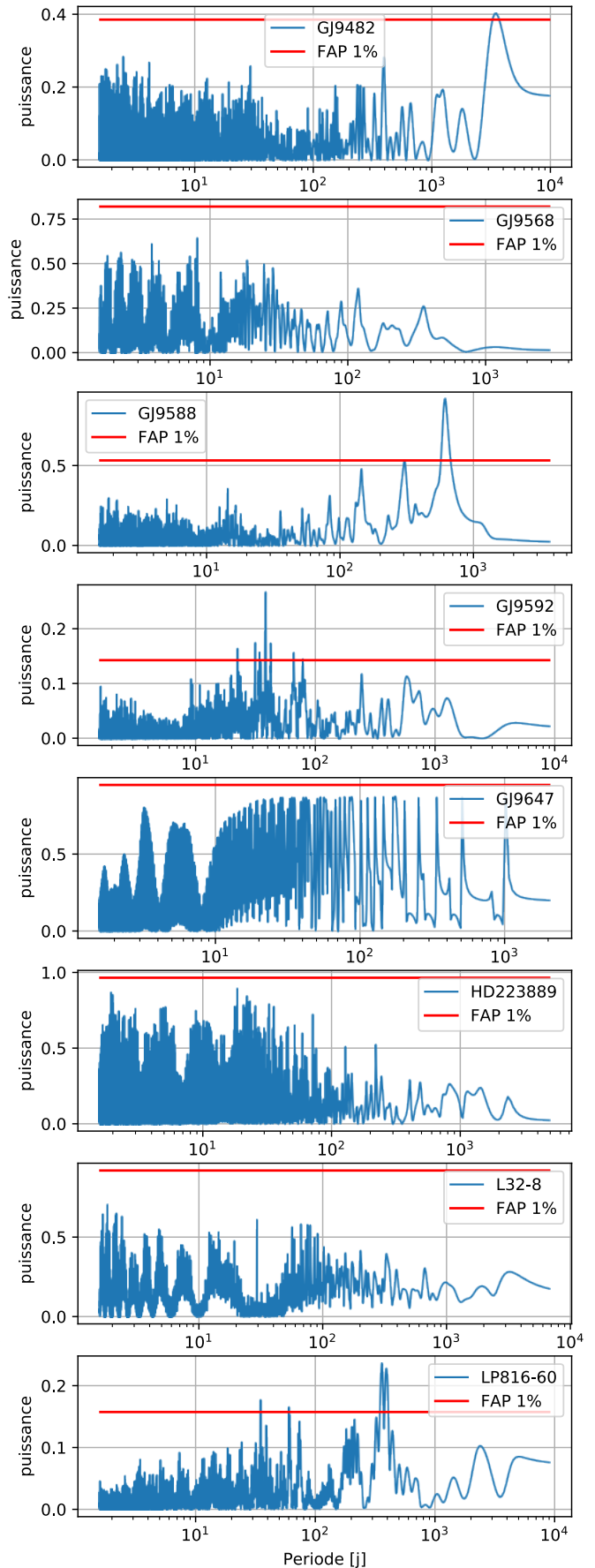
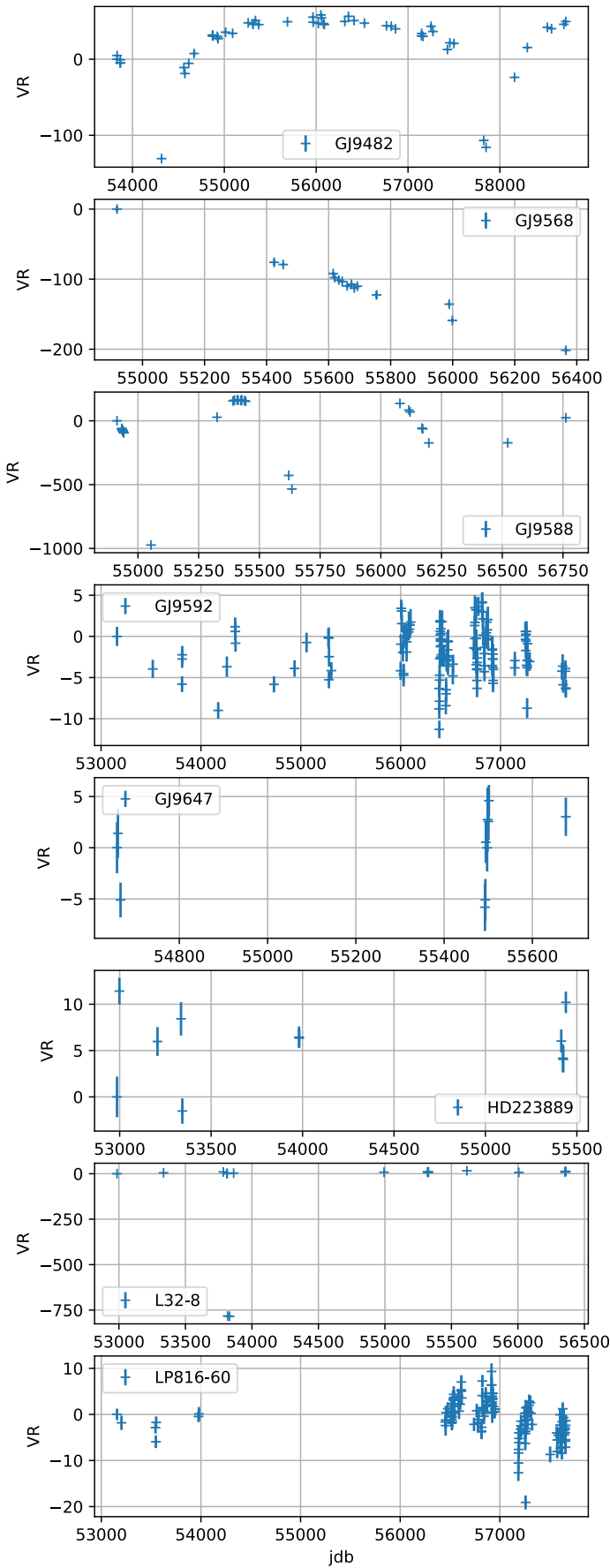












BIBLIOGRAPHIE

- AFFER, Laura et al. (2016). « HADES RV program with HARPS-N at the TNG GJ 3998 : An early M-dwarf hosting a system of super-Earths ». In : *Astronomy & Astrophysics* 593, A117.
- ALIBERT, Yann, Christoph MORDASINI, Willy BENZ et Christophe WINISDOERFFER (2005). « Models of giant planet formation with migration and disc evolution ». In : *Astronomy & Astrophysics* 434.1, p. 343–353.
- ALONSO, E Díez et al. (2019). « CARMENES input catalogue of M dwarfs-IV. New rotation periods from photometric time series ». In : *Astronomy & Astrophysics* 621, A126.
- AMADO, PJ et al. (2021). « The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs. Two terrestrial planets orbiting G 264-012 and one terrestrial planet orbiting Gl 393 ». In : *arXiv preprint arXiv :2105.13785*.
- ANGLADA-ESCUDE, Guillem et Mikko TUOMI (2012). « A planetary system with gas giants and super-Earths around the nearby M dwarf GJ 676A-Optimizing data analysis techniques for the detection of multi-planetary systems ». In : *Astronomy & Astrophysics* 548, A58.
- ANGLADA-ESCUDE, Guillem et R Paul BUTLER (2012). « The HARPS-TERRA project. I. Description of the algorithms, performance, and new measurements on a few remarkable stars observed by HARPS ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 200.2, p. 15.
- ANGLADA-ESCUDE, Guillem et al. (2013). « A dynamically-packed planetary system around GJ 667C with three super-Earths in its habitable zone ». In : *Astronomy & Astrophysics* 556, A126.
- ANGLADA-ESCUDE, Guillem et al. (2016). « A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri ». In : *Nature* 536.7617, p. 437.
- ASTUDILLO-DEFRU, N et al. (2015). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXXVI. Planetary systems and stellar activity of the M dwarfs GJ 3293, GJ 3341, and GJ 3543 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 575, A119.
- ASTUDILLO-DEFRU, N et al. (2017a). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XLI. A dozen planets around the M dwarfs GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, and GJ 3293 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 602, A88.
- ASTUDILLO-DEFRU, N et al. (2017b). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Ceti ». In : *Astronomy & Astrophysics* 605, p. L11.
- ASTUDILLO-DEFRU, N et al. (2020). « A hot terrestrial planet orbiting the bright M dwarf L 168-9 unveiled by TESS ». In : *Astronomy & Astrophysics* 636, A58.
- ASTUDILLO-DEFRU, Nicola et al. (2017c). « Magnetic activity in the HARPS M dwarf sample-The rotation-activity relationship for very low-mass stars through R’HK ». In : *Astronomy & Astrophysics* 600, A13.

- BABUSIAUX, Carine et al. (2018). « Gaia Data Release 2-Observational Hertzsprung-Russell diagrams ». In : *Astronomy & Astrophysics* 616, A10.
- BAILEY, Jeremy et al. (2008). « A Jupiter-like planet orbiting the nearby M dwarf GJ 832 ». In : *The Astrophysical Journal* 690.1, p. 743.
- BALIUNAS, S áL et al. (1995). « Chromospheric variations in main-sequence stars ». In : *The Astrophysical Journal* 438, p. 269–287.
- BALUEV, Roman V (2013). « The impact of red noise in radial velocity planet searches : Only three planets orbiting GJ 581 ? ». In : *Monthly notices of the royal astronomical society* 429.3, p. 2052–2068.
- BARAFFE, Isabelle, Gilles CHABRIER, Jonathan FORTNEY et Christophe SOTIN (2014). « Planetary internal structures ». In : *arXiv preprint arXiv :1401.4738*.
- BARANNE, André et al. (1996). « ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements ». In : *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 119.2, p. 373–390.
- BENEDICT, GF et al. (2016). « The solar neighborhood. xxxvii. the mass–luminosity relation for main-sequence m dwarfs ». In : *The Astronomical Journal* 152.5, p. 141.
- BERTA-THOMPSON, Zachory K et al. (2015). « A rocky planet transiting a nearby low-mass star ». In : *Nature* 527.7577, p. 204–207.
- BEUZIT, J-L et al. (2019). « SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope ». In : *Astronomy & Astrophysics* 631, A155.
- BIRNSTIEL, T, CP DULLEMOND et F BRAUER (2010). « Gas-and dust evolution in protoplanetary disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 513, A79.
- BIRNSTIEL, T, CW ORMEL et CP DULLEMOND (2011). « Dust size distributions in coagulation/fragmentation equilibrium : numerical solutions and analytical fits ». In : *Astronomy & Astrophysics* 525, A11.
- BOISSE, I, X BONFILS et NC SANTOS (2012). « SOAP-A tool for the fast computation of photometry and radial velocity induced by stellar spots ». In : *Astronomy & Astrophysics* 545, A109.
- BOISSE, Isabelle et al. (2011). « Disentangling between stellar activity and planetary signals ». In : *Astronomy & Astrophysics* 528, A4.
- BOND, Ian A et al. (2004). « OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : a planetary microlensing event ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 606.2, p. L155.
- BONFILS, X et al. (2007). « The HARPS search for southern extra-solar planets-X. A $m \sin i = 11M_{\oplus}$ planet around the nearby spotted M dwarf GJ 674 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 474.1, p. 293–299.
- BONFILS, X et al. (2011). « The HARPS search for southern extra-solar planets XXXI ». In : *The M-dwarf sample*, p. 1111–5019.
- BONFILS, X et al. (2013a). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXXIV. A planetary system around the nearby M dwarf GJ 163, with a super-Earth possibly in the habitable zone ». In : *Astronomy & Astrophysics* 556, A110.
- BONFILS, X et al. (2018a). « Radial velocity follow-up of GJ1132 with HARPS-A precise mass for planet b and the discovery of a second planet ». In : *Astronomy & Astrophysics* 618, A142.

- BONFILS, Xavier et al. (2005). « The HARPS search for southern extra-solar planets-VI. A Neptune-mass planet around the nearby M dwarf Gl 581 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 443.3, p. L15–L18.
- BONFILS, Xavier et al. (2013b). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXXI. The M-dwarf sample ». In : *Astronomy & Astrophysics* 549, A109.
- BONFILS, Xavier et al. (2015). « ExTrA : Exoplanets in transit and their atmospheres ». In : *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*. T. 9605. International Society for Optics et Photonics, p. 96051L.
- BONFILS, Xavier et al. (2018b). « A temperate exo-Earth around a quiet M dwarf at 3.4 parsec ». In : *Astronomy & Astrophysics* 613, A25.
- BORDÉ, Pascal et al. (2010). « Transiting exoplanets from the CoRoT space mission-XI. CoRoT-8b : a hot and dense sub-Saturn around a K1 dwarf ». In : *Astronomy & Astrophysics* 520, A66.
- BOUCHY, F, F PEPE et D QUELOZ (2001). « Fundamental photon noise limit to radial velocity measurements ». In : *Astronomy & Astrophysics* 374.2, p. 733–739.
- BOUCHY, F et al. (2013). « SOPHIE+ : First results of an octagonal-section fiber for high-precision radial velocity measurements ». In : *Astronomy & Astrophysics* 549, A49.
- BOUCHY, François et al. (2017). « Near-InfraRed Planet Searcher to Join HARPS on the ESO 3.6-metre Telescope ». In : *The Messenger* 169, p. 21–27.
- BROWNING, Matthew K. (2008). « Simulations of Dynamo Action in Fully Convective Stars ». In : *The Astrophysical Journal* 676.2, p. 1262–1280.
- BUSTOS, RV Ibañez, Andrea Paola BUCCINO, M FLORES et Pablo Jacobo David MAUAS (2019). « Ross 128–GL 447-A possible activity cycle for a slow-rotating fully convective star ». In : *Astronomy & Astrophysics* 628, p. L1.
- BUTLER, R Paul et al. (1996). « Attaining Doppler precision of 3 M s⁻¹ ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 108.724, p. 500.
- BUTLER, R Paul et al. (2006). « A Long-Period Jupiter-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 849 ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118.850, p. 1685.
- BYRD, Richard H, Peihuang LU, Jorge NOCEDAL et Ciyou ZHU (1995). « A limited memory algorithm for bound constrained optimization ». In : *SIAM Journal on scientific computing* 16.5, p. 1190–1208.
- CARTER, Joshua A et al. (2011). « The transit light curve project. XIII. Sixteen transits of the Super-Earth GJ 1214b ». In : *The Astrophysical Journal* 730.2, p. 82.
- CAUZZI, G et al. (1995). « Coordinated observations of solar activity phenomena. I. Multispectral study of an elementary flare. » In : *Astronomy and Astrophysics* 299, p. 611.
- CHABRIER, G. et M. KÜKER (2006). « Large-scale α^2 -dynamo in low-mass stars and brown dwarfs ». In : *Astronomy and Astrophysics* 446.3, p. 1027–1037.
- CHABRIER, Gilles et Isabelle BARAFFE (1997). « Structure and evolution of low-mass stars ». In : *arXiv preprint astro-ph/9704118*.
- (2000). « Theory of low-mass stars and substellar objects ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38.1, p. 337–377.
- CHARBONNEAU, David, Timothy M BROWN, David W LATHAM et Michel MAYOR (1999). « Detection of planetary transits across a sun-like star ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 529.1, p. L45.

- CHARBONNEAU, P et KB MACGREGOR (1997). « Solar interface dynamos. II. Linear, kinematic models in spherical geometry ». In : *The Astrophysical Journal* 486.1, p. 502.
- CHARBONNEAU, Paul (2010). « Dynamo models of the solar cycle ». In : *Living Reviews in Solar Physics* 7.1, p. 1–91.
- CHAUVIN, Gael et al. (2004). « A giant planet candidate near a young brown dwarf-direct vlt/naco observations using ir wavefront sensing ». In : *Astronomy & Astrophysics* 425.2, p. L29–L32.
- CHAUVIN, Gaël et al. (2017). « Discovery of a warm, dusty giant planet around HIP 65426 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 605, p. L9.
- CHELLI, A (2000). « Optimizing Doppler estimates for extrasolar planet detection. I. A specific algorithm for shifted spectra ». In : *Astronomy and Astrophysics* 358, p. L59–L62.
- CINCUNEGUI, C, Rodrigo Fernando DIAZ et Pablo Jacobo David MAUAS (2007). « $H\alpha$ and the Ca II H and K lines as activity proxies for late-type stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 469.1, p. 309–317.
- COLLABORATION, Gaia et al. (2018). « VizieR Online Data Catalog : Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018) ». In : *VizieR Online Data Catalog* 1345.
- CONNES, Pierre (1985). « Absolute astronomical accelerometry ». In : *Astrophysics and Space Science* 110.2, p. 211–255.
- COSTA, Edgardo et al. (2005). « The Solar Neighborhood. XIV. Parallaxes from the Cerro Tololo Inter-American Observatory Parallax Investigation? First Results from the 1.5 m Telescope Program ». In : *The Astronomical Journal* 130.1, p. 337.
- CRAM, LE et DJ MULLAN (1979). « Model chromospheres of flare stars. I-Balmer-line profiles ». In : *The Astrophysical Journal* 234, p. 579–587.
- CRANMER, Steven R, David J WILNER et Meredith A MACGREGOR (2013). « Constraining a model of turbulent coronal heating for AU Microscopii with X-ray, radio, and millimeter observations ». In : *The Astrophysical Journal* 772.2, p. 149.
- CUMMING, Andrew, Geoffrey W MARCY et R Paul BUTLER (1999). « The Lick planet search : detectability and mass thresholds ». In : *The Astrophysical Journal* 526.2, p. 890.
- CUMMING, Andrew et al. (2008). « The Keck planet search : detectability and the minimum mass and orbital period distribution of extrasolar planets ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 120.867, p. 531.
- CURTO, G Lo et al. (2013). « The harps search for southern extrasolar planets : Xxxiii. new multi-planet systems in the harps volume limited sample : a super-earth and a neptune in the habitable zone ». In : *arXiv preprint arXiv :1301.2741*.
- CURTO, Gaspare Lo et al. (2015). « HARPS gets new fibres after 12 years of operations ». In : *The Messenger* 162, p. 9–15.
- CUTRI, RM et al. (2003). « VizieR online data catalog : 2MASS all-sky catalog of point sources (Cutri+ 2003) ». In : *VizieR Online Data Catalog* 2246.
- DA SILVA, J Gomes et al. (2011). « Long-term magnetic activity of a sample of M-dwarf stars from the HARPS program-I. Comparison of activity indices ». In : *Astronomy & Astrophysics* 534, A30.

- DA SILVA, J Gomes et al. (2012). « Long-term magnetic activity of a sample of M-dwarf stars from the HARPS program-II. Activity and radial velocity ». In : *Astronomy & Astrophysics* 541, A9.
- DELFOSE, X et al. (1998a). « New neighbours. I. 13 new companions to nearby M dwarfs ». In : *arXiv preprint astro-ph/9812008*.
- DELFOSE, X, T FORVEILLE, C PERRIER et M MAYOR (1998b). « Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs ». In : *Astronomy and Astrophysics* 331, p. 581–595.
- DELFOSE, X et al. (2000). « Accurate masses of very low mass stars : IV Improved mass-luminosity relations ». In : *arXiv preprint astro-ph/0010586*.
- DELFOSE, X et al. (2013). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXXIII. Super-Earths around the M-dwarf neighbors Gl 433 and Gl 667C ». In : *Astronomy & Astrophysics* 553, A8.
- DELFOSE, Xavier et al. (1998c). « The closest extrasolar planet : A giant planet around the M4 dwarf Gl 876 ». In : *arXiv preprint astro-ph/9808026*.
- DELISLE, J-B, D SÉGRANSAN, N BUCHSCHACHER et F ALESINA (2016). « Analytical determination of orbital elements using Fourier analysis-I. The radial velocity case ». In : *Astronomy & Astrophysics* 590, A134.
- DESHPANDE, R et al. (2012). « Intermediate Resolution Near-infrared Spectroscopy of 36 Late M Dwarfs ». In : *The Astronomical Journal* 144.4, p. 99.
- DESORT, Morgan, A-M LAGRANGE, Franck GALLAND, Stephane UDRY et Michel MAYOR (2007). « Search for exoplanets with the radial-velocity technique : quantitative diagnostics of stellar activity ». In : *Astronomy & Astrophysics* 473.3, p. 983–993.
- DÍAZ, RF et al. (2019). « The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XIV. A temperate ($T_{\text{eq}} \sim 300$ K) super-earth around the nearby star Gliese 411 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 625, A17.
- DITTMANN, Jason A et al. (2017). « A temperate rocky super-Earth transiting a nearby cool star ». In : *Nature* 544.7650, p. 333.
- DONATI, JF et al. (2020). « SPIRou : NIR velocimetry and spectropolarimetry at the CFHT ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 498.4, p. 5684–5703.
- DRAVINS, D, L LINDEGREN et A NORDLUND (1981). « Solar granulation Influence of convection on spectral line asymmetries and wavelength shifts ». In : *Astronomy and Astrophysics* 96, p. 345–364.
- DRAVINS, Dainis (1982). « Photospheric spectrum line asymmetries and wavelength shifts ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 20.1, p. 61–89.
- DREIZLER, S et al. (2020). « RedDots : a temperate 1.5 Earth-mass planet candidate in a compact multiterrestrial planet system around GJ 1061 ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 493.1, p. 536–550.
- DRESSING, Courtney D et David CHARBONNEAU (2013). « The occurrence rate of small planets around small stars ». In : *The Astrophysical Journal* 767.1, p. 95.
- (2015). « The occurrence of potentially habitable planets orbiting M dwarfs estimated from the full Kepler dataset and an empirical measurement of the detection sensitivity ». In : *The Astrophysical Journal* 807.1, p. 45.
- DUCATI, JR (2002). « VizieR Online Data Catalog : Catalogue of Stellar Photometry in Johnson's 11-color system. » In : *VizieR Online Data Catalog* 2237.

- DUMUSQUE, X, I BOISSE et NC SANTOS (2014). « SOAP 2.0 : a tool to estimate the photometric and radial velocity variations induced by stellar spots and plagues ». In : *The Astrophysical Journal* 796.2, p. 132.
- ENDL, Michael et al. (2006). « Exploring the frequency of close-in jovian planets around M Dwarfs ». In : *The Astrophysical Journal* 649.1, p. 436.
- EPICURE. *Lettre à Hérodote*.
- FALCHI, A, J QIU et G CAUZZI (1997). « Chromospheric evidence for magnetic reconnection ». In : *Astronomy and Astrophysics* 328, p. 371–380.
- FENG, Fabo et al. (2020). « Search for Nearby Earth Analogs. II. detection of five new planets, eight planet candidates, and confirmation of three planets around nine nearby M dwarfs ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 246.1, p. 11.
- FINCH, Charlie T, Norbert ZACHARIAS et Wei-Chun JAO (2018). « URAT South Parallax Results ». In : *The Astronomical Journal* 155.4, p. 176.
- FISCHER, Debra A et al. (2016). « State of the field : extreme precision radial velocities ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 128.964, p. 066001.
- FONTENELLE, Bernard Le Bouyer de (1686). *Entretiens sur la pluralité des mondes*. Paris : Vve C. Blageart.
- FORVEILLE, T et al. (2009). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XIV. Gl 176b, a super-Earth rather than a Neptune, and at a different period ». In : *Astronomy & Astrophysics* 493.2, p. 645–650.
- FORVEILLE, Thierry et al. (2011). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXVI. Two giant planets around M0 dwarfs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 526, A141.
- GAIDOS, E et al. (2014). « Trumpeting M dwarfs with CONCH-SHELL : a catalogue of nearby cool host-stars for habitable exoplanets and life ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 443.3, p. 2561–2578.
- GAIDOS, Eric, Andrew W MANN, AL KRAUS et Michael IRELAND (2016). « They are small worlds after all : revised properties of Kepler M dwarf stars and their planets ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 457.3, p. 2877–2899.
- GAISNE, Guillaume et al. (2021). « Further Doppler-spectroscopy analysis of the planet-host star GJ436. » In : *paa*.
- GALLAND, F et al. (2005). « Extrasolar planets and brown dwarfs around AF type stars-I. Performances of radial velocity measurements, first analyses of variations ». In : *Astronomy & Astrophysics* 443.1, p. 337–345.
- GATEWOOD, George et Heinrich EICHHORN (1973). « An unsuccessful search for a planetary companion of Barnard's star BD+ 4 3561. » In : *The Astronomical Journal* 78, p. 769–776.
- GILLON, Michaël et al. (2017). « Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1 ». In : *Nature* 542.7642, p. 456–460.
- GILLON, Michaël et al. (2020). « The TRAPPIST-1 JWST Community Initiative ». In : *arXiv preprint arXiv :2002.04798*.
- GOLDREICH, Peter et D LYNDEN-BELL (1965a). « I. Gravitational stability of uniformly rotating disks ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 130.2, p. 97–124.
- (1965b). « II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 130.2, p. 125–158.

- GOLDREICH, Peter et Scott TREMAINE (1980). « Disk-satellite interactions ». In : *Astrophysical Journal* 241.1, p. 425–441.
- GOULD, Andrew et Abraham LOEB (1992). « Discovering planetary systems through gravitational microlenses ». In : *The Astrophysical Journal* 396, p. 104–114.
- GRANDJEAN, A et al. (2020). « A HARPS RV search for planets around young nearby stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 633, A44.
- GRAY, RO et al. (2006). « Contributions to the nearby stars (NStars) project : spectroscopy of stars earlier than M0 within 40 pc—the southern sample ». In : *The Astronomical Journal* 132.1, p. 161.
- HAMOLLI, L, M HAFIZI et AA NUCITA (2013). « A theoretical calculation of microlensing signatures caused by free-floating planets towards the galactic bulge ». In : *International Journal of Modern Physics D* 22.10, p. 1350072.
- HARRINGTON, RS et CC DAHN (1980). « Summary of US Naval Observatory parallaxes ». In : *The Astronomical Journal* 85, p. 454–465.
- HENRY, Gregory W, Geoffrey W MARCY, R Paul BUTLER et Steven S VOGT (1999). « A transiting ?51 Peg-like ? planet ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 529.1, p. L41.
- HENRY, Todd J, J Davy KIRKPATRICK et Douglas A SIMONS (1994). « The solar neighborhood, 1 : Standard spectral types (K5-M8) for northern dwarfs within eight parsecs ». In : *The Astronomical Journal* 108, p. 1437–1444.
- HENRY, Todd J et al. (2004). « The solar neighborhood. X. New nearby stars in the southern sky and accurate photometric distance estimates for red dwarfs ». In : *The Astronomical Journal* 128.5, p. 2460.
- HOBSON, MJ et al. (2018). « The SOPHIE search for northern extrasolar planets,-XIII. Two planets around M-dwarfs Gl617A and Gl96 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 618, A103.
- HOBSON, MJ et al. (2019). « The SOPHIE search for northern extrasolar planets-XV. A warm Neptune around the M dwarf Gl 378 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 625, A18.
- HOG, E et al. (2000). *The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars*. Rapp. tech. NAVAL OBSERVATORY WASHINGTON DC.
- HOWARD, Andrew W et al. (2010). « The California planet survey. I. Four new giant exoplanets ». In : *The Astrophysical Journal* 721.2, p. 1467.
- HOWELL, Steve B et al. (2014). « The K2 mission : characterization and early results ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 126.938, p. 398.
- HSU, Danley C, Eric B FORD et Ryan TERRIEN (2020). « Occurrence Rates of Planets Orbiting M Stars : Applying ABC to Kepler DR25, Gaia DR2, and 2MASS Data ». In : *arXiv preprint arXiv :2002.02573*.
- HÉBRARD, éM et al. (2016). « Modelling the RV jitter of early-M dwarfs using tomographic imaging ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 461.2, p. 1465–1497.
- JEHIN, Emmanuel et al. (2011). « TRAPPIST : TRANSiting planets and Planetesimals small telescope ». In : *The Messenger* 145, p. 2–6.
- JENKINS, JS et al. (2009). « Rotational velocities for M dwarfs ». In : *The Astrophysical Journal* 704.2, p. 975.
- JOHANSEN, Anders, Hubert KLAHR et Th HENNING (2011). « High-resolution simulations of planetesimal formation in turbulent protoplanetary discs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 529, A62.

- JOHNSON, John Asher et al. (2007). « A new planet around an M dwarf : revealing a correlation between exoplanets and stellar mass ». In : *The Astrophysical Journal* 670.1, p. 833.
- KAMINSKI, A et al. (2018). « The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs-A Neptune-mass planet traversing the habitable zone around HD 180617 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 618, A115.
- KASTING, James F, Daniel P WHITMIRE et Ray T REYNOLDS (1993). « Habitable zones around main sequence stars ». In : *Icarus* 101.1, p. 108–128.
- KIRAGA, M (2012). « ASAS photometry of ROSAT sources I. Periodic variable stars coincident with bright sources from ROSAT all sky survey ». In : *arXiv preprint arXiv :1204.3825*.
- KIRAGA, M et K STEPIEN (2007). « Age-rotation-activity relations for M dwarf stars based on ASAS photometric data ». In : *arXiv preprint arXiv :0707.2577*.
- KLEY, W et RP NELSON (2012). « Planet-disk interaction and orbital evolution ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 50, p. 211–249.
- KOCHUKHOV, Oleg (2021). « Magnetic fields of M dwarfs ». In : *The Astronomy and Astrophysics Review* 29.1, p. 1–61.
- KOEN, Chris, David KILKENNY, F VAN WYK et F MARANG (2010). « UBV (RI) C JHK observations of Hipparcos-selected nearby stars ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 403.4, p. 1949–1968.
- KUERSTER, Martin et al. (2003). « The low-level radial velocity variability in Barnard’s star (= GJ 699)-Secular acceleration, indications for convective redshift, and planet mass limits ». In : *Astronomy & Astrophysics* 403.3, p. 1077–1087.
- KUSAKA, Takashi, Takenori NAKANO et Chushiro HAYASHI (1970). « Growth of solid particles in the primordial solar nebula ». In : *Progress of Theoretical Physics* 44.6, p. 1580–1595.
- LAGRANGE, A-M et al. (2009). « A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk-VLT/NaCo deep L'-band imaging ». In : *Astronomy & Astrophysics* 493.2, p. L21–L25.
- LAGRANGE, A.-M., M. DESORT et N. MEUNIER (2010). « Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities . I. Impact of cold spots ». In : *Astronomy & Astrophysics* 512.
- LAGRANGE, A-M et al. (2019). « Evidence for an additional planet in the β Pictoris system ». In : *Nature Astronomy* 3.12, p. 1135–1142.
- LAGRANGE, Anne-Marie et al. (2020). « Unveiling the β Pictoris system, coupling high contrast imaging, interferometric, and radial velocity data ». In : *Astronomy & Astrophysics* 642, A18.
- LANDOLT, Arlo U (1992). « UBVRi photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator ». In : *The Astronomical Journal* 104, p. 340–371.
- (2009). « UBVRi photometric standard stars around the celestial equator : updates and additions ». In : *The Astronomical Journal* 137.5, p. 4186.
- LÉGER, A et al. (2009). « Transiting exoplanets from the CoRoT space mission-VIII. CoRoT-7b : The first super-Earth with measured radius ». In : *Astronomy & Astrophysics* 506.1, p. 287–302.
- LILLO-BOX, J et al. (2020). « Planetary system LHS 1140 revisited with ESPRESSO and TESS ». In : *Astronomy & Astrophysics* 642, A121.

- LOCKWOOD, GW et al. (2007). « Patterns of photometric and chromospheric variation among Sun-like stars : a 20 year perspective ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 171.1, p. 260.
- LOMB, Nicholas R (1976). « Least-squares frequency analysis of unequally spaced data ». In : *Astrophysics and space science* 39.2, p. 447–462.
- LOVIS, Ch et al. (2011). « The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. Magnetic activity cycles in solar-type stars : statistics and impact on precise radial velocities ». In : *arXiv preprint arXiv :1107.5325*.
- LUQUE, R et al. (2018). « The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs-The warm super-Earths in twin orbits around the mid-type M dwarfs Ross 1020 (GJ 3779) and LP 819-052 (GJ 1265) ». In : *Astronomy & Astrophysics* 620, A171.
- LUQUE, R et al. (2019). « Planetary system around the nearby M dwarf GJ 357 including a transiting, hot, Earth-sized planet optimal for atmospheric characterization ». In : *Astronomy & Astrophysics* 628, A39.
- LURIE, John C et al. (2014). « The solar neighborhood. XXXIV. A search for planets orbiting nearby M dwarfs using astrometry ». In : *The Astronomical Journal* 148.5, p. 91.
- MALHERBE, Jean-Marie (2014). « Instruments solaires du site de Meudon : description et caractéristiques des instruments d’observation ». In :
- MAO, Shude et Bohdan PACZYNSKI (1991). « Gravitational microlensing by double stars and planetary systems ». In : *The Astrophysical Journal* 374, p. L37–L40.
- MARCONI, Alessandro et Ernesto OLIVA (2016). « HIRES, the High Resolution Spectrograph for the European Extremely Large Telescope/HIRES, lo spettrografo ad alta risoluzione per lo European Extremely Large Telescope ». In : *Il Colle di Galileo* 5.2, p. 73–79.
- MARCY, Geoffrey W, R Paul BUTLER, Steven S VOGT, Debra FISCHER et Jack J LISSAUER (1998). « A planetary companion to a nearby M4 dwarf, Gliese 876 ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 505.2, p. L147.
- MARCY, Geoffrey W et al. (2001). « A pair of resonant planets orbiting GJ 876 ». In : *The Astrophysical Journal* 556.1, p. 296.
- MARTIOLI, E et al. (2020). « Spin-orbit alignment and magnetic activity in the young planetary system AU Mic ». In : *Astronomy & Astrophysics* 641, p. L1.
- MAYOR, Michel et Didier QUELOZ (1995). « A Jupiter-mass companion to a solar-type star ». In : *Nature* 378.6555, p. 355–359.
- MAYOR, Michel et al. (2009). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system ». In : *Astronomy & Astrophysics* 507.1, p. 487–494.
- MCQUILLAN, Amy, Tsevi MAZEH et Suzanne AIGRAIN (2014). « Rotation periods of 34,030 Kepler main-sequence stars : the full autocorrelation sample ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 211.2, p. 24.
- MEGEVAND, Denis et al. (2014). « ESPRESSO : the radial velocity machine for the VLT ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. T. 9147. International Society for Optics et Photonics, 91471H.
- MENT, Kristo et al. (2019). « A second terrestrial planet orbiting the nearby M dwarf LHS 1140 ». In : *The Astronomical Journal* 157.1, p. 32.

- MEUNIER, N., M. DESORT et A.-M. LAGRANGE (2010). « Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities . II. Impact of plages ». In : *Astronomy & Astrophysics* 512.
- MEUNIER, N et A-M LAGRANGE (2013). « Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities-IV. Correcting for the convective component ». In : *Astronomy & Astrophysics* 551, A101.
- MEUNIER, N., M. KRETZSCHMA, R. GRAVET, L. MIGNON et X. DELFOSSE (2021). « Relationship between Ca and H α chromospheric emission in FGK stars : indication of stellar filaments? » In : *in preparation*.
- MEUNIER, Nadege et Xavier DELFOSSE (2009). « On the correlation between Ca and H solar emission and consequences for stellar activity observations ». In : *Astronomy & Astrophysics* 501.3, p. 1103–1112.
- MEUNIER, Nadège, Lucile MIGNON et A-M LAGRANGE (2017a). « Variability in stellar granulation and convective blueshift with spectral type and magnetic activity-II. From young to old main-sequence KGF stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 607, A124.
- MEUNIER, Nadege et al. (2017b). « Variability of stellar granulation and convective blueshift with spectral type and magnetic activity-I. K and G main sequence stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 597, A52.
- MIGNON, L., N. MEUNIER, X. DELFOSSE et X. BONFILS (2021). « Characterisation of stellar activity of M dwarfs. I. Long timescale variability on a large sample and new cycles ». In : *in preparation*.
- MIGNON, L., X. DELFOSSE, X. BONFILS et N. MEUNIER (2022a). « RV homogeneous analysis of an H.A.R.P.S sample of M-Dwarfs. I. Exoplanets detection and candidates ». In : *in preparation*.
- (2022b). « RV homogeneous analysis of an H.A.R.P.S sample of M-Dwarfs. II. Detection limit and occurrence statistic ». In : *in preparation*.
- MORBIDELLI, Alessandro, Harold F LEVISON, Kleomenis TSIGANIS et Rodney GOMES (2005). « Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System ». In : *Nature* 435.7041, p. 462–465.
- MORBIDELLI, Alessandro, Ramon BRASSER, Kleomenis TSIGANIS, Rodney GOMES et Harold F LEVISON (2009). « Constructing the secular architecture of the solar system-I. The giant planets ». In : *Astronomy & Astrophysics* 507.2, p. 1041–1052.
- MORDASINI, Christoph, Yann ALIBERT, Willy BENZ et Dominique NAEF (2009). « Extra-solar planet population synthesis-II. Statistical comparison with observations ». In : *Astronomy & Astrophysics* 501.3, p. 1161–1184.
- MORIN, J et al. (2008). « Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 390.2, p. 567–581.
- MORTON, Timothy D et Jonathan SWIFT (2014). « The radius distribution of planets around cool stars ». In : *The Astrophysical Journal* 791.1, p. 10.
- MOUTOU, C et al. (2011). « The HARPS search for southern extra-solar planets-XXVII. Seven new planetary systems ». In : *Astronomy & Astrophysics* 527, A63.
- MUIRHEAD, PS, MJ VEYETTE, ER NEWTON, CA THEISSEN et AW MANN (2020). « Intensification and saturation of M dwarf absorption lines with Rossby number ». In : *American Astronomical Society Meeting Abstracts# 235*. T. 235, p. 148–03.

- MULDERS, Gijs D, Ilaria PASCUCCI et Dániel APAI (2015). « A stellar-mass-dependent drop in planet occurrence rates ». In : *The Astrophysical Journal* 798.2, p. 112.
- NAEF, D et al. (2004a). « The ELODIE planet search : synthetic view of the survey and its global detection threshold ». In : *arXiv preprint astro-ph/0409230*.
- NAEF, Dominique et al. (2004b). « The ELODIE survey for northern extra-solar planets-III. three planetary candidates detected with ELODIE ». In : *Astronomy & Astrophysics* 414.1, p. 351–359.
- NEWTON, Elisabeth R et al. (2013). « Near-infrared metallicities, radial velocities, and spectral types for 447 nearby M dwarfs ». In : *The Astronomical Journal* 147.1, p. 20.
- NEWTON, Elisabeth R et al. (2016). « The rotation and galactic kinematics of mid M dwarfs in the solar neighborhood ». In : *The Astrophysical Journal* 821.2, p. 93.
- NOYES, RW, LW HARTMANN, StLt BALIUNAS, DK DUNCAN et AH VAUGHAN (1984). « Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars ». In : *The Astrophysical Journal* 279, p. 763–777.
- OSHAGH, Mahmoud, S DREIZLER, NC SANTOS, P FIGUEIRA et A REINERS (2016). « Can stellar activity make a planet seem misaligned? » In : *Astronomy & Astrophysics* 593, A25.
- PARKER, Eugene N (1955). « Hydromagnetic dynamo models. » In : *The Astrophysical Journal* 122, p. 293.
- PEPE, F et al. (2014). *ESPRESSO : The next European exoplanet hunter*.
- PEPE, Francesco, Francois BOUCHY, Didier QUELOZ et Michel MAYOR (2003a). « From coralie to harps : Towards 1 meter/sec rv precision ». In : *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*. T. 294, p. 39–42.
- PEPE, Francesco et al. (2003b). « Performance verification of HARPS : first laboratory results ». In : *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. T. 4841. International Society for Optics et Photonics, p. 1045–1056.
- PERRUCHOT, S et al. (2008). « The SOPHIE spectrograph : design and technical key-points for high throughput and high stability ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. T. 7014. International Society for Optics et Photonics, 70140J.
- PERRYMAN, Michael, Joel HARTMAN, Gáspár Á BAKOS et Lennart LINDEGREN (2014). « Astrometric exoplanet detection with Gaia ». In : *The Astrophysical Journal* 797.1, p. 14.
- PETIGURA, Erik A, Andrew W HOWARD et Geoffrey W MARCY (2013). « Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 110.48, p. 19273–19278.
- POJMANSKI, G (1997). « The all sky automated survey ». In : *arXiv preprint astro-ph/9712146*.
- POLLACK, James B et al. (1996). « Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas ». In : *icarus* 124.1, p. 62–85.
- POPPE, Torsten, Jürgen BLUM et Thomas HENNING (2000). « Experiments on collisional grain charging of micron-sized preplanetary dust ». In : *The Astrophysical Journal* 533.1, p. 472.
- QUELOZ, Didier (1995). « Echelle Spectroscopy by a CCD at Low Signal-to-Noise Ratio ». In : *Symposium-International Astronomical Union*. T. 167. Cambridge University Press, p. 221–229.

- RADICK, Richard R, GW LOCKWOOD, BA SKIFF et SL BALIUNAS (1998). « Patterns of variation among Sun-like stars ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 118.1, p. 239.
- RAUER, Heike et al. (2014). « The PLATO 2.0 mission ». In : *Experimental Astronomy* 38.1-2, p. 249–330.
- RAUER, Heike, Conny AERTS, J CABRERA, PLATO TEAM et al. (2016). « The PLATO mission ». In : *Astronomische Nachrichten* 337.8-9, p. 961–963.
- REID, I Neill, Suzanne L HAWLEY et John E GIZIS (1995). « The Palomar/MSU Nearby-Star Spectroscopic Survey. I. The Northern M Dwarfs-Bandstrengths and Kinematics ». In : *The Astronomical Journal* 110, p. 1838.
- REINERS, A, G BASRI et M BROWNING (2009). « Evidence for magnetic flux saturation in rapidly rotating M stars ». In : *The Astrophysical Journal* 692.1, p. 538.
- REINERS, A, M SCHÜSSLER et VM PASSEGGGER (2014). « Generalized investigation of the rotation-activity relation : favoring rotation period instead of Rossby number ». In : *The Astrophysical Journal* 794.2, p. 144.
- RIAZ, Basmah, John E GIZIS et James HARVIN (2006). « Identification of new M dwarfs in the solar neighborhood ». In : *The Astronomical Journal* 132.2, p. 866.
- RICKER, George R et al. (2014). « Transiting exoplanet survey satellite ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 1.1, p. 014003.
- RIEDEL, Adric R et al. (2014). « The solar neighborhood. XXXIII. Parallax results from the CTIOPI 0.9 m program : trigonometric parallaxes of Nearby low-mass active and young systems ». In : *arXiv preprint arXiv :1401.0722*.
- RIVERA, Eugenio J et al. (2005). « A $\sim 7.5 M_{\oplus}$ planet orbiting the nearby star, GJ 876 ». In : *The Astrophysical Journal* 634.1, p. 625.
- RIVERA, Eugenio J et al. (2010). « The Lick-Carnegie Exoplanet Survey : a Uranus-mass fourth planet for GJ 876 in an extrasolar Laplace configuration ». In : *The Astrophysical Journal* 719.1, p. 890.
- ROBERTSON, Paul, Michael ENDL, William D COCHRAN, Phillip J MACQUEEN et Alan P BOSS (2013). « Secretly Eccentric : The Giant Planet and Activity Cycle of GJ 328 ». In : *The Astrophysical Journal* 774.2, p. 147.
- ROBERTSON, Paul et Suvrath MAHADEVAN (2014). « Disentangling planets and stellar activity for Gliese 667C ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 793.2, p. L24.
- ROBERTSON, Paul et al. (2020). « Persistent Starspot Signals on M Dwarfs : Multiwavelength Doppler Observations with the Habitable-zone Planet Finder and Keck/HIRES ». In : *The Astrophysical Journal* 897.2, p. 125.
- ROBINSON, RD et BR DURNEY (1982). « On the generation of magnetic fields in late-type stars-A local time-dependent dynamo model ». In : *Astronomy and Astrophysics* 108, p. 322–325.
- ROBINSON, Richard D, Lawrence E CRAM et Mark S GIAMPAPA (1990). « Chromospheric H-alpha and CA II lines in late-type stars ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 74, p. 891–909.
- ROSENTHAL, Lee J et al. (2021). « The California Legacy Survey I. A Catalog of 177 Planets from Precision Radial Velocity Monitoring of 719 Nearby Stars over Three Decades ». In : *arXiv preprint arXiv :2105.11583*.

- SABOTTA, S et al. (2021). « The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs— Planet occurrence rates from a subsample of 71 stars ». In : *arXiv preprint arXiv :2107.03802*.
- SAFRONOV, VS (1960). « On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation ». In : *Annales d'Astrophysique*. T. 23, p. 979.
- (1966). « Sizes of the largest bodies falling onto the planets during their formation ». In : *Soviet Astronomy* 9, p. 987–991.
- (1972). « Ejection of bodies from the solar system in the course of the accumulation of the giant planets and the formation of the cometary cloud ». In : *Symposium-International Astronomical Union*. T. 45. Cambridge University Press, p. 329–334.
- SAHLMANN, J et al. (2013). « Astrometric orbit of a low-mass companion to an ultracool dwarf ». In : *Astronomy & Astrophysics* 556, A133.
- SAHLMANN, J et al. (2016). « The mass of planet GJ 676A b from ground-based astrometry— A planetary system with two mature gas giants suitable for direct imaging ». In : *Astronomy & Astrophysics* 595, A77.
- SANTERNE, Alexandre et al. (2016). « SOPHIE velocimetry of Kepler transit candidates— XVII. The physical properties of giant exoplanets within 400 days of period ». In : *Astronomy & Astrophysics* 587, A64.
- SANTOS, NC et al. (2000). « The CORALIE survey for Southern extra-solar planets. IV. Intrinsic stellar limitations to planet searches with radial-velocity techniques ». In : *Astronomy and Astrophysics* 361, p. 265–272.
- SCALO, John et al. (2007). « M stars as targets for terrestrial exoplanet searches and biosignature detection ». In : *Astrobiology* 7.1, p. 85–166.
- SCANDARIATO, GAETANO et al. (2017). « HADES RV Programme with HARPS-N at TNG-IV. Time resolved analysis of the Ca ii H&K and H α chromospheric emission of low-activity early-type M dwarfs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 598, A28.
- SCARGLE, Jeffrey D (1982). « Studies in astronomical time series analysis. II—Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data ». In : *The Astrophysical Journal* 263, p. 835–853.
- SCHNEIDER, Adam, Carl MELIS, Inseok SONG et Ben ZUCKERMAN (2011). « Hunting the Coolest Dwarfs : Methods and Early Results ». In : *The Astrophysical Journal* 743.2, p. 109.
- SEGRANSAN, Damien et al. (2011). « The HARPS search for southern extra-solar planets— XXIX. Four new planets in orbit around the moderately active dwarfs HD 63765, HD 104067, HD 125595, and HIP 70849 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 535, A54.
- SHPORER, Avi et al. (2020). « GJ 1252 b : A 1.2 R \oplus Planet Transiting an M3 Dwarf at 20.4 pc ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 890.1, p. L7.
- SILVA, J Gomes da, NC SANTOS, I BOISSE, X DUMUSQUE et C LOVIS (2014). « On the long-term correlation between the flux in the Ca ii H & K and H α lines for FGK stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 566, A66.
- STAUFFER, John et al. (2010). « Accurate Coordinates and 2MASS Cross Identifications for (Almost) All Gliese Catalog Star ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 122.894, p. 885.

- STEENBECK, Max et F KRAUSE (1969). « On the dynamo theory of stellar and planetary magnetic fields. I. AC dynamos of solar type ». In : *Astronomische Nachrichten* 291, p. 49–84.
- SUÁREZ MASCAREÑO, A, R REBOLO, JI GONZÁLEZ HERNÁNDEZ et M ESPOSITO (2015). « Rotation periods of late-type dwarf stars from time series high-resolution spectroscopy of chromospheric indicators ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452.3, p. 2745–2756.
- (2016). « Magnetic cycles and rotation periods of late-type stars from photometric time series ». In : *Astronomy & Astrophysics* 595, A12.
- SUÁREZ MASCAREÑO, A et al. (2017a). « A super-Earth orbiting the nearby M dwarf GJ 536 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 597, A108.
- SUÁREZ MASCAREÑO, A, R REBOLO, JI GONZÁLEZ HERNÁNDEZ et M ESPOSITO (2017b). « Characterization of the radial velocity signal induced by rotation in late-type dwarfs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 468.4, p. 4772–4781.
- SUÁREZ MASCAREÑO, A et al. (2018). « HADES RV programme with HARPS-N at TNG-VII. Rotation and activity of M-dwarfs from time-series high-resolution spectroscopy of chromospheric indicators ». In : *Astronomy & Astrophysics* 612, A89.
- TARTER, Jill C et al. (2007). « A reappraisal of the habitability of planets around M dwarf stars ». In : *Astrobiology* 7.1, p. 30–65.
- TEYSSANDIER, Jean, Dong LAI et Michelle VICK (2019). « Formation of hot Jupiters through secular chaos and dynamical tides ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 486.2, p. 2265–2280.
- TOLEDO-PADRÓN, B et al. (2021). « A super-Earth on a close-in orbit around the M1V star GJ 740. A HADES and CARMENES collaboration ». In : *arXiv preprint arXiv :2102.09441*.
- TORRES, G, Johannes ANDERSEN et A GIMÉNEZ (2010). « Accurate masses and radii of normal stars : modern results and applications ». In : *The Astronomy and Astrophysics Review* 18.1-2, p. 67–126.
- TRIFONOV, T et al. (2018). « The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs—First visual-channel radial-velocity measurements and orbital parameter updates of seven M-dwarf planetary systems ». In : *Astronomy & Astrophysics* 609, A117.
- TRIFONOV, Trifon et al. (2020). « A public HARPS radial velocity database corrected for systematic errors ». In : *arXiv preprint arXiv :2001.05942*.
- TUOMI, Mikko, Hugh RA JONES, John R BARNES, Guillem ANGLADA-ESCUDE et James S JENKINS (2014). « Bayesian search for low-mass planets around nearby M dwarfs—estimates for occurrence rate based on global detectability statistics ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.2, p. 1545–1569.
- UDRY, Stéphane et al. (2007). « The HARPS search for southern extra-solar planets—XI. Super-Earths (5 and 8 M) in a 3-planet system ». In : *Astronomy & Astrophysics* 469.3, p. L43–L47.
- VAN ALTENA, WF, JT LEE et D HOFFLEIT (1995). « VizieR Online Data Catalog : Yale Trigonometric Parallaxes Preliminary (van Altena+ 1991) ». In : *VizieR Online Data Catalog*, p. I–174.
- VAN LEEUWEN, Floor (2007). « Validation of the new Hipparcos reduction ». In : *Astronomy & Astrophysics* 474.2, p. 653–664.

- VAUGHAN, Arthur H, George W PRESTON et Olin C WILSON (1978). « Flux measurements of Ca II and K emission. » In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 90.535, p. 267.
- WALSH, Kevin J, Alessandro MORBIDELLI, Sean N RAYMOND, David P O'BRIEN et Avi M MANDELL (2011). « A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration ». In : *Nature* 475.7355, p. 206–209.
- WEIDENSCHILLING, Stuart J, Bertram D DONN et Paul MEAKIN (1989). « The physics of planetesimal formation. » In : *The Formation and Evolution of Planetary Systems*, p. 131–146.
- WEINBERGER, Alycia J et al. (2016). « Trigonometric Parallaxes and Proper Motions of 134 Southern Late M, L, and T Dwarfs from the Carnegie Astrometric Planet Search Program ». In : *The Astronomical Journal* 152.1, p. 24.
- WINTERS, Jennifer G et al. (2010). « The solar neighborhood. XXIII. CCD photometric distance estimates of SCR targets?77 M dwarf systems within 25 pc ». In : *The Astronomical Journal* 141.1, p. 21.
- WINTERS, Jennifer G et al. (2014). « The solar neighborhood. XXXV. Distances to 1404 M dwarf systems within 25 pc in the southern sky ». In : *The Astronomical Journal* 149.1, p. 5.
- WINTERS, Jennifer G et al. (2016). « The Solar Neighborhood. XXXVIII. Results from the CTIO/SMARTS 0.9 m : Trigonometric Parallaxes for 151 Nearby M Dwarf Systems ». In : *The Astronomical Journal* 153.1, p. 14.
- WINTERS, Jennifer G et al. (2019). « Three red suns in the sky : A transiting, terrestrial planet in a triple M-dwarf system at 6.9 pc ». In : *The Astronomical Journal* 158.4, p. 152.
- WITTENMYER, Robert A et al. (2014). « GJ 832c : a super-Earth in the habitable zone ». In : *The Astrophysical Journal* 791.2, p. 114.
- WOLSZCZAN, Alexander (1994). « Confirmation of Earth-mass planets orbiting the millisecond pulsar PSR B1257+ 12 ». In : *Science* 264.5158, p. 538–542.
- WRIGHT, DJ, RA WITTENMYER, CG TINNEY, JS BENTLEY et Jinglin ZHAO (2016). « Three planets orbiting Wolf 1061 ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 817.2, p. L20.
- WRIGHT, JT (2005). « Radial velocity jitter in stars from the California and Carnegie planet search at Keck observatory ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 117.833, p. 657.
- WRIGHT, JT et al. (2012). « The frequency of hot Jupiters orbiting nearby solar-type stars ». In : *The Astrophysical Journal* 753.2, p. 160.
- WRIGHT, Nicholas J, Jeremy J DRAKE, Eric E MAMAJEK et Gregory W HENRY (2011). « The stellar-activity-rotation relationship and the evolution of stellar dynamos ». In : *The Astrophysical Journal* 743.1, p. 48.
- ZACHARIAS, Norbert et al. (2013). « The fourth US naval observatory CCD astrograph catalog (UCAC4) ». In : *The Astronomical Journal* 145.2, p. 44.
- ZALESKI, SM, A VALIO, BD CARTER et SC MARSDEN (2020). « Activity and differential rotation of the early M dwarf Kepler-45 from transit mapping ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 492.4, p. 5141–5151.

- ZECHMEISTER, M, M KÜRSTER et M ENDL (2009a). « The M dwarf planet search programme at the ESO VLT+ UVES-A search for terrestrial planets in the habitable zone of M dwarfs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 505.2, p. 859–871.
- ZECHMEISTER, M et M KÜRSTER (2009b). « The generalised Lomb-Scargle periodogram—a new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms ». In : *Astronomy & Astrophysics* 496.2, p. 577–584.
- ZECHMEISTER, M et al. (2018). « Spectrum radial velocity analyser (SERVAL)-High-precision radial velocities and two alternative spectral indicators ». In : *Astronomy & Astrophysics* 609, A12.
- ZHOU, G et al. (2019). « Two New HATNet Hot Jupiters around A Stars and the First Glimpse at the Occurrence Rate of Hot Jupiters from TESS ». In : *The Astronomical Journal* 158.4, p. 141.
- ZHU, Ciyou, Richard H BYRD, Peihuang LU et Jorge NOCEDAL (1997). « Algorithm 778 : L-BFGS-B : Fortran subroutines for large-scale bound-constrained optimization ». In : *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)* 23.4, p. 550–560.